

**EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG
IONENDYNAMISCHER EFFEKTE AN
STARKPROFILIEN QUASIENTARTETER
HELIUMLINIEN**

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Helmut Richter
aus Dortmund

Bochum 1983





Digitized by the Internet Archive
in 2026

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG IONENDYNAMISCHER EFFEKTE AN STARKPROFILIEN QUASIENTARTETER HELIUMLINIEN

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Helmut Richter
aus Dortmund

Bochum 1983

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG
IONENDYNAMISCHER EFFEKTE AN
STARKPROTOM QUASIKRYSTALLEN
HELIUMII

Dissertation eingereicht am : 29.11.1983
Tag der mündlichen Prüfung : 21.12.1983
Referent : Prof. Dr. H. Schlüter
Korreferent : Prof. Dr. H.-J. Kunze

1.	EINLEITUNG	3
2.	THEORETISCHE GRUNDLAGEN ZUR IONENDYNAMIK	6
2.1.	Allgemeine Formulierung des Linienprofils	7
2.2.	Problem der Vielteilchenwechselwirkung	9
2.3.	"Unified Theory" als ionendynamische Korrektur	12
2.4.	Methode des Modellmikrofeldes	17
2.5.	Vergleich der Linienprofile nach BCS II und MMM	23
3.	EXPERIMENTAUFBAU UND PLASMADIAGNOSTIK	28
3.1.	Experimentelle Vorarbeiten	28
3.2.	Versuchsordnung und Erzeugung eines verunreinigungsarmen Plasmas	29
3.2.1.	Konstruktion und elektrischer Schaltkreis der Entladung	29
3.2.2.	Optischer Aufbau	32
3.2.3.	Reduktion der Verunreinigungen	34
3.3.	Bestimmung der Plasmaparameter	38
3.3.1.	Elektronendichte	38
3.3.2.	Gastemperatur	44
3.3.3.	Elektronentemperatur	49
3.4.	Dominanz der Ar^+ - bzw. H^+ -Ionen in Mischplasmen	54
3.4.1.	Modellbetrachtungen	55
3.4.2.	Helium-Argon Gemisch	57
3.4.3.	Helium-Wasserstoff Gemisch	57
3.5.	Betriebsdaten der Entladung	61

4.	MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION	62
4.1.	Experimentelle Details	62
4.2.	Untersuchungen in reinen Heliumplasmen	64
4.2.1.	Ergebnisse	65
4.2.2.	Diskussion der temperaturabhängigen Effekte	71
4.3.	Untersuchungen in Mischplasmen	76
4.3.1.	Helium-Argon Gemisch	77
4.3.2.	Helium-Wasserstoff Gemisch	83
4.3.3.	Vergleich der Ergebnisse für unterschied- liche reduzierte Massen	89
4.4.	Diskussion markanter Profilmerkmale	95
5.	ZUSAMMENFASSUNG	98
6.	ANHANG	100
7.	LITERATURVERZEICHNIS	102

1. EINLEITUNG

Seit den ersten Ansätzen einer Theorie zur Linienverbreiterung von Lorentz /1/ und Holtsmark /2/ zu Beginn dieses Jahrhunderts ist das Phänomen der Starkverbreiterung von Spektrallinien in einer Vielzahl von Experimenten und theoretischen Arbeiten untersucht worden. Aufgrund des großen Geschwindigkeitsunterschiedes zwischen den im Plasma befindlichen Elektronen und Ionen stand bei der theoretischen Beschreibung von Starkprofilen lange Zeit die Elektronendynamik im Vordergrund, was zur Entwicklung der "Unified Theory" /3, 4/ führte. Die langsamen Ionen hingegen wurden in der bereits von Holtsmark /2/ vorgeschlagenen quasistatischen Näherung für die kurze Dauer der Linienemission stets als ruhend betrachtet. Die "Unified Theory" ergab generell zwar eine wesentlich verbesserte Annäherung an die experimentellen Befunde, im Linienzentrum blieben jedoch noch erhebliche Diskrepanzen bestehen. Die Vermutung, daß diese Abweichungen in der quasistatischen Annahme für die Ionen begründet sind, wurden durch mehrere experimentelle Beobachtungen bestätigt. Burgess /5/ sah erstmals als Ursache für die gemessenen Diskrepanzen bei der Heliumlinie HeI 447 nm (Burgess und Cairns /6/) zu den bestehenden Theorien von Griem /7/ und Barnard et al. /8/ die Vernachlässigung der Ionenbewegung an und prägte den Term "Ionendynamik". Diese Annahme wurde durch die experimentellen Befunde von Kelleher und Wiese /9/ an den Balmerlinien H_{β} und D_{β} der Wasserstoffisotope unterstützt. Sie stellten fest, daß die Strukturierung im Linienkern entscheidend von der Masse der Störionen beeinflußt wird, wobei mit zunehmender Ionenmasse eine Annäherung an den theoretisch vorhergesagten statischen Grenzfall beobachtet wurde. Von großer Bedeutung war außerdem in diesem Zusammenhang die Messung der theoretisch leicht zugänglichen Wasserstofflinie L_{α} , die Grützmaier und Wende /10/ erstmals in einem optisch dünnen Plasma



aufnehmen konnten. Der experimentelle Befund, daß die Linienbreite gegenüber der statischen Theorie um mehr als das Zweifache größer ist, bestätigte den dynamischen Einfluß der Ionen auf das Linienprofil als einen sehr wichtigen Verbreiterungsmechanismus.

Neben den Wasserstofflinien unterliegen insbesondere die quasientarteten oder überlappenden Spektrallinien des neutralen Heliums dem Einfluß der Ionendynamik. Diese Linien zeichnen sich durch eng benachbarte, bezüglich der Dipolstrahlung verbotene ($\Delta L = 2$) Übergänge aus. Die Intensität solcher verbotener Komponenten wird fast ausschließlich durch das langsam fluktuierende elektrische Mikrofeld der Ionen bestimmt, während der hochfrequente Elektronenanteil des Plasmamikrofeldes lediglich eine zusätzliche Verbreiterung des Profils bewirkt. Die verbotenen Strahlungsübergänge sind daher sehr sensitiv für die Dynamik der Ionen, deren Variation zu erheblichen Modifizierungen der spektralen Intensitätsverteilung führt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung ionendynamischer Effekte an den Starkprofilen der überlappenden Heliumlinien $2P + 4D$, $4F$ des Singulett- ($\lambda = 492 \text{ nm}$) und des Triplettsystems ($\lambda = 447 \text{ nm}$). Neben der grundsätzlichen Bedeutung dieser Linien für die Linienverbreiterungstheorie ist die genaue Kenntnis des Profilverlaufs auch für anwendungsbezogene Fragestellungen in der Astrophysik relevant. Hier besteht insbesondere bei niedrigen Elektronendichten ein großes Interesse an den überlappenden Heliumlinien, da durch sie wesentliche Erkenntnisse über Stellarplasmen gewonnen werden können. Ferner kommt diesen Linien große praktische Bedeutung in der Diagnostik an nichtthermischen Laborplasmen zu.

Die Bewegung der Ionen kann im einfachsten Modell durch die Relativgeschwindigkeit zwischen strahlendem Atom und dem störenden Ion beschrieben werden. Es gibt demzufolge experimentell zwei Möglichkeiten, über die mittlere relative Störergeschwindigkeit $\bar{v}_r \propto (T_o/\mu)^{1/2}$ die Dynamik der Ionen zu variieren: einerseits über die Temperatur T_o der Atome bzw. Ionen und andererseits über die reduzierte Masse des Atom-Ion-Paares $\mu = m_a \cdot m_i / (m_a + m_i)$. Zu beiden Methoden gibt es in der Literatur Vorarbeiten. Helbig und Ehrlich /11/ haben in ihrem Experiment bei einer Elektronendichte von $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ die Temperatur variiert, während Fleurier et al. /12/, allerdings bei höheren Elektronendichten, die reduzierte Masse verändert haben.

Das vorliegende Experiment verfolgt mit einer verbesserten Plasmaquelle drei Zielsetzungen:

1. die Erweiterung des Beobachtungsbereiches der temperaturabhängigen Effekte zu höheren Temperaturen
2. die Zusammenführung beider Variationsmöglichkeiten des ionendynamischen Parameters $(T_o/\mu)^{1/2}$ in ein und demselben Gesamtaufbau
3. eine wesentliche Verbesserung der Plasmadiagnostik durch den Einsatz eines Laserinterferometers zur genauen Elektronendichtemessung.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN ZUR IONENDYNAMIK

Parallel zu den experimentellen Untersuchungen verlief in den letzten Jahren eine fortschreitende Entwicklung auf theoretischer Ebene, um die Bewegung der Ionen in die Starkverbreiterung von Spektrallinien einzubeziehen. Diese Entwicklung dauert gegenwärtig noch an und nimmt in der Theorie der Linienverbreiterung eine entscheidende Stellung ein. Eine einheitliche Theorie zur Starkverbreiterung, die neben den Elektronen auch die Ionenbeiträge zufriedenstellend beschreibt, ist im wesentlichen aufgrund der Komplexität der Vielteilchenwechselwirkung bisher nicht formuliert worden. Es sind daher mehr oder weniger restriktive Annahmen notwendig, um das Problem der Ionendynamik berechenbar zu gestalten. Eine erhebliche Schwierigkeit bereiten hierbei die starken, zeitlich überlappenden Ionenstöße mit dem strahlenden Atom, die störungstheoretisch nicht behandelt werden können. Daß diese simultanen Mehrteilchenwechselwirkungen von entscheidender Bedeutung sind, ist bereits an dem statistischen Grenzfall ersichtlich. Hier bestehen zwischen der Vielteilchen-Wahrscheinlichkeitsverteilung des elektrischen Mikrofeldes (z.B. nach Holtsmark /2/) und der Einteilchen-Wahrscheinlichkeitsdichte erhebliche Unterschiede /13/.

Gegenwärtig gibt es drei verschiedene theoretische Ansätze, die Ionendynamik bei Helium-Starkprofilen mit überlappenden verbotenen Komponenten zu berücksichtigen: die Theorie von Lee /14/, die "Unified Theory" nach Barnard, Cooper und Smith /15/ - im weiteren BCS II genannt - und die Methode des Modellmikrofeldes /16, 17/ (MMM). Im Rahmen dieser Arbeit wird nur auf die letztgenannten Theorien Bezug genommen, für die Linienprofile bei den gewünschten Plasmamparametern tabellarisch zugänglich sind. Ohnehin sind die Resultate von Lee denen der "Unified Theory" sehr ähnlich.

Dieses Kapitel soll einen Überblick über die wesentlichen Eigenschaften der beiden Theorien nach BCS II und MMM geben, wobei die Auswirkungen der benutzten Näherungen auf die Gültigkeit der Theorie diskutiert werden. Schwerpunkt bei diesen Überlegungen bilden die starken überlappenden Ionenstöße. Anhand von Profilberechnungen, die nur die Wechselwirkung mit den Ionen beinhalten, werden beide Theorien hinsichtlich der unterschiedlichen Behandlung der Ionen verglichen.

2.1. Allgemeine Formulierung des Linienprofils

Das Linienprofil einer Spektrallinie kann durch die Fouriertransformation der Autokorrelationsfunktion des atomaren Dipolmomentes ausgedrückt werden (Griem /18/):

$$(1) \quad I(\omega) = \pi^{-1} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \exp(i\omega t) C(t) dt$$

(Re = Realteil)

Die Autokorrelationsfunktion ist der quantenmechanische Mittelwert über das Gesamtsystem Atom-Störteilchen, das durch die Dichtematrix ρ charakterisiert ist.

$$(2) \quad C(t) = \operatorname{Spur} \{ \underline{d}(0) \cdot \underline{d}(t) \rho \}$$

Betrachtet man die Störteilchen als klassische Punktladungen und vernachlässigt die Rückwirkung des Atoms auf die Störteilchen, so lassen sich mit $\rho = \rho_a \cdot \rho_s$ die Mittelungsprozesse über das atomare System ρ_a und die Störteilchen ρ_s separat durchführen. Die Ensemblemittelung über die Störer stellt nun eine Mittelung im Phasenraum dar:

$$(3) \quad C(t) = \langle \operatorname{Spur} \{ \underline{d}(0) \cdot \underline{d}(t) \rho_a \} \rangle_{\underline{r}, \underline{v}}$$

Die genannten Approximationen ("classical path approximation") sind für die hier untersuchten Plasmen gerechtfertigt, da zum einen die quantenmechanische Natur der Störer nur innerhalb des Stoßquerschnittes $\pi \lambda_B^2$ (λ_B = de Broglie-Wellenlänge) zum Tragen kommt, der jedoch im Vergleich zum totalen Wirkungsquerschnitt $\sim \pi \lambda_D^2$ (λ_D = Debye-Länge) sehr klein ist, und zum anderen im allgemeinen nur Spektralbereiche um das Linienzentrum $\Delta\omega \ll kT/\hbar$ relevant sind. T bezeichnet die Temperatur des Störteilchensystems.

Zusätzlich zu diesen Näherungen stellt die Formulierung der Gl. (3) bereits eine wesentliche Vereinfachung zur Berechnung des Linienprofils dar, weil nur die Starkverbreiterung an einem ruhenden Atom berücksichtigt wird. Korrelationen zwischen Stark- und Dopplereffekt, die in der Eigenbewegung des strahlenden Atoms begründet sind, werden vernachlässigt. Für die Elektronen ist diese Näherung wegen des sehr großen Massenunterschiedes zwischen Atom und Elektron gerechtfertigt. Der Einfluß der Atomgeschwindigkeit auf die durch die schnellen Elektronen hervorgerufene Starkverbreiterung beinhaltet nur eine kleine Korrektur. Hingegen besteht bei den Ionen eine enge Kopplung an die Atomdynamik. Letztere wird in dem sogenannten μ -Ionen Modell über die Relativgeschwindigkeit des Atom-Ion-Paares berücksichtigt, wobei dem Störion die reduzierte Masse μ zugeordnet und das Atom als ruhend betrachtet wird. Die Atombewegung wird durch die Faltung des Starkprofils mit einem Dopplerprofil einbezogen.

Die Berechnung der Spur kann auf die direkt an der Linie beteiligten Niveaus beschränkt werden, da Übergänge zu anderen Hauptquantenzahlen vernachlässigt werden können. Die Zeitabhängigkeit des Dipolmomentes wird bei Transformation in die Heisenbergdarstellung $\underline{d}(t) = T^\dagger(t) \cdot \underline{d}(0) \cdot T(t)$ durch den Zeitentwicklungsoperator des atomaren Systems $T(t)$ beschrieben. Für die hier betrachteten Heliumatomlinien

2P + 4D, 4F dominiert die Verbreiterung der oberen Zustände a, a' , so daß die zeitliche Entwicklung des unteren Zustandes b durch den ungestörten Propagator $T^+(t) = \exp(i\omega_b t)$ erfüllt wird:

$$(4) \quad C(t) = \sum_{a, a'} \exp(i\omega_b t) \underline{d}_{ab} \underline{d}_{ba'} < T_{a' a}(t) >_{\underline{r}, \underline{v}} \rho_a$$

Die Berechnung des Linienprofils reduziert sich somit auf die Bestimmung des über sämtliche Störteilchentrajektorien gemittelten Zeitentwicklungsoperators, der die Schrödingergleichung erfüllt:

$$(5) \quad i\hbar \frac{\partial T(t)}{\partial t} = (H_0 + V(\underline{r}, t)) \cdot T(t)$$

Dabei sind H_0 der Hamiltonoperator des ungestörten Atoms und $V(\underline{r}, t) = -\Sigma \underline{d} \cdot \underline{E}(\underline{r}_i, t)$ das von allen geladenen Störteilchen hervorgerufene zeitabhängige Störpotential für Dipolwechselwirkung. $\underline{E}$ bezeichnet das von einem Störteilchen erzeugte elektrische Mikrofeld. Die zur Diskussion stehenden Theorien BCS II und MMM unterscheiden sich nun prinzipiell in der Behandlung dieser Schrödingergleichung. Eine zentrale Stellung nehmen hierbei die starken Stöße ein, für die eine störungstheoretische Lösung der Schrödingergleichung nicht möglich ist und deren Bedeutung für die theoretische Beschreibung der Ionendynamik im folgenden Kapitel diskutiert wird.

2.2. Problem der Vielteilchenwechselwirkung

Neben dem bereits erwähnten Aspekt der Korrelation zwischen Atom- und Ionenbewegung ist die Einbeziehung der Ionendynamik in die Profilberechnungen mit einer fundamentalen theo-

retischen Schwierigkeit verbunden. Diese ist in den simultan erfolgenden Wechselwirkungen mehrerer Ionen mit dem Atom begründet. Die Beschreibung dieser zeitlich überlappenden starken Ionenstöße hat entscheidenden Einfluß auf den Gültigkeitsbereich der Linienverbreiterungstheorie. Um dies zu verdeutlichen, wird Gl. (5) formal integriert:

$$(6) \quad T(t) = \mathcal{O} \exp(-i\hbar^{-1} \cdot H_0 t - i\eta(t))$$

$$\eta(t) = \hbar^{-1} \cdot \int_0^t V(\tau) d\tau$$

Hierbei berücksichtigt der Zeitordnungsoperator $\mathcal{O}$ die chronologische Reihenfolge der einzelnen Stöße und deren Verwicklung untereinander. Die Zeitordnung kann im allgemeinen nicht vernachlässigt werden, da die Störungen zu verschiedenen Zeiten voneinander abhängig sind. Die Lösung von $T(t)$ hängt entscheidend von der Größe η ab. Man kann drei Fälle unterscheiden a) $\eta \ll 1$, b) $\eta \approx 1$ und c) $\eta \gg 1$, für die in den beiden Grenzfällen a) schwacher und c) starker Wechselwirkungen Näherungslösungen bekannt sind.

Der Fall a) stellt den dynamischen Grenzfall dar, für den die Schrödingergleichung (5) störungstheoretisch gelöst wird. Das Resultat ist die Stoßnäherung, die nur binäre Stöße berücksichtigt und den Profilverlauf im Linienzentrum bestimmt.

In der quasistatischen Näherung (Fall c)) zeigt die Störung keine zeitliche Variation, so daß das Linienprofil eine Abbildung der Mikrofeld-Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(E)$ darstellt. Im fernen Linienflügel, d.h. bei großen Feldstärken, werden die Wechselwirkungen mit den Störern wieder binär, da der wesentliche Feldbeitrag von dem Störteilchen stammt, das dem Atom am nächsten benachbart ist.

Von großer Bedeutung für die Ionen ist der theoretisch schwer zugängliche Bereich $\eta \approx 1$, wie folgende Überlegungen zeigen.

Die Wirkung der Störung auf das Atom hängt sowohl von dem Abstand des Störteilchens als auch von dem Verhältnis der Stoßdauer τ zur Kohärenzzeit des Atoms t ab. Mit Stoßdauer ist hierbei die Zeit gemeint, während der sich das Störteilchen innerhalb der Wechselwirkungssphäre $4\pi\lambda_D^3/3$ aufhält. Eine zentrale Stellung bei der Klassifizierung der einzelnen Stoßbeiträge nimmt der Weisskopfradius ein. Diese Größe definiert einen Stoßparameter r_W für starke Stöße, bei dem der Exponent η den Wert eins annimmt. Für den hier betrachteten quadratischen Starkeffekt $V_{\text{eff}}(r) = C_4/r^4$ (C_4 = quadratische Starkeffektkonstante) ergibt sich mit $\tau_W = r_W/\bar{v}_r$ als angenäherte mittlere Stoßdauer eines starken Stoßes folgende Beziehung für den Weisskopfradius

$$(7) \quad r_W = (C_4/(\hbar\bar{v}_r))^{1/3}.$$

Stöße innerhalb des Weisskopfradius $r < r_W$ stellen somit starke Wechselwirkungen dar, für die wegen $\eta \geq 1$ eine störungstheoretische Lösung nicht möglich ist. Für $\eta \gg 1$ kann jedoch die Störung wieder als statisch behandelt werden, da sich das Potential $V_{\text{eff}}(r(t)) \approx V_{\text{eff}}(r(0))$ während der kurzen Strahlungsdauer $t \ll \tau$ kaum verändert hat. Folglich sind für Stöße mit Stoßparameter $r \ll r_W$ die Wechselwirkungen statisch, so daß die Schrödingergleichung exakt gelöst werden kann. Aus diesen Überlegungen wird nun die Bedeutung der überlappenden starken Stöße für die Beschreibung des dynamischen Ionenanteils zur Starkverbreiterung ersichtlich.

Die Wahrscheinlichkeit für das simultane Auftreten zweier starker Stöße kann durch die Wahrscheinlichkeit

$$W = (4\pi r_W^3/3)^2 / (4\pi r_0^3/3)^2$$

abgeschätzt werden, zwei Teilchen innerhalb der Sphäre starker Wechselwirkungen zu finden. Hierbei bezeichnet r_0 den mittleren Abstand der Störteilchen mit der Dichte N

$(4\pi r_0^3 N/3 = 1)$. Die Forderung, daß vorwiegend binäre Stöße stattfinden, bedeutet daher:

$$(8) \quad \frac{r_W}{r_0} = \left(\frac{4\pi C_4}{3\hbar} \frac{N}{v_r} \right)^{1/3} \ll 1$$

Für die Elektronen ist diese Bedingung in der Regel erfüllt, so daß die wesentlichen Beiträge der Elektronen in der Stoßnäherung und in der quasistatischen Einteilchennäherung erfaßt werden. Die "Unified Theory", die in Form binärer Wechselwirkungen für den gesamten Profilverlauf gültig ist, stellt daher eine gute Beschreibung der Elektronendynamik dar.

Im Gegensatz zu den schnellen Elektronen wird die strenge Forderung nach ausschließlich binären Stößen von den Ionen aufgrund ihrer geringeren Geschwindigkeit in der Regel nicht erfüllt. Die Ionen vollziehen zahlreiche überlappende starke Stöße, die bisher in den Theorien nicht berücksichtigt sind, da hierzu grundsätzlich die exakte zeitgeordnete Lösung für den Zeitentwicklungsoperator notwendig ist.

2.3. "Unified Theory" als ionendynamische Korrektur

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, daß prinzipiell die "Unified Theory" als binäre Stoßtheorie nicht geeignet ist, die Dynamik der Ionen exakt zu beschreiben. Beschränkt man sich auf niedrige Elektronen- bzw. Ionendichten, so dominieren auch bei den Ionen die Einzelstöße mit dem strahlenden Atom, wie es aus der Abschätzung (8) hervorgeht. In diesem Sinn haben Barnard, Cooper und Smith (BCS II) den Formalismus der "Unified Theory" auf die Ionen übertragen und eine ionendynamische Korrektur an den bereits vorhandenen statischen Profilberechnungen von Barnard, Cooper und Shamey (BCS I) /8/

bei niedrigen Elektronendichten vorgenommen. Für hohe Dichten, für die die "Unified Theory" ungültig wird, zeigen jedoch die Rechnungen, daß der Einfluß der Ionendynamik auf den Profilverlauf im Vergleich zu den übrigen Verbreiterungsmechanismen der Elektronen und statischen Ionen graduell abnimmt und das Linienprofil mit der statischen Rechnung übereinstimmt. Profilberechnungen von Lee /14/ sowie Segre und Voslamber /19/ bestätigen diesen Befund. Im folgenden wird die Theorie von BCS II in kurzer Form beschrieben, und die wichtigsten durchgeführten Näherungen werden diskutiert.

Um die Schrödingergleichung Gl. (6) zu lösen, zerlegt BCS II den atomaren Zeitentwicklungsoperator in ein Produkt aus Elektronen- und Ionenanteil:

$$(10) \quad T(t) = T_i(t) \cdot U_e(t)$$

Diese Approximation beinhaltet die statistische Unabhängigkeit der Elektronen- und Ionenkoordinaten. Korrelationen können durch abgeschirmte Wechselwirkungspotentiale (Debye-Potential) oder, wie es hier der Fall ist, durch Begrenzung der Wechselwirkungssphäre auf $r = \lambda_D$ berücksichtigt werden. Mit $V(t) = V_i(t) + V_e(t)$ kann nun die Evolution des Gesamtsystems in zwei Schrödingergleichungen jeweils für $T_i(t)$ und $U_e(t)$ aufgeteilt werden.

$$(11) \quad i\hbar \frac{\partial T_i(t)}{\partial t} = (H_0 + V_i(t)) \cdot T_i(t)$$

$$(12) \quad i\hbar \frac{\partial U_e(t)}{\partial t} = (T_i^+(t) \cdot V_e(t) \cdot T_i(t)) \cdot U_e(t)$$

Für den Ionenanteil ergibt sich eine Entkopplung von den Elektronenbeiträgen. Der Elektronenanteil berücksichtigt noch im Sinne eines Wechselwirkungsbildes, daß bei einem

Elektronenstoß das Atom durch die Wechselwirkung mit den langsamen Ionen bereits gestört ist. In dieser Form liegt daher noch eine Verwicklung von Elektronen- und Ionenstößen vor. Um nun zu einer handhabbaren Beschreibung der Iondynamik zu gelangen, wird die Näherung benutzt, daß sich das Ionenmikrofeld während der Dauer eines Elektronenstoßes nicht merklich ändert, wodurch die Zeitabhängigkeit von $V_i(t) = V_i(0)$ in Gl. (12) vernachlässigt wird. Da außerdem der Elektronenstoßanteil nur unwesentlich von der durch das Ionenmikrofeld hervorgerufenen geringen Termverschiebung abhängt, kann $T_i(t)$ in Gl. (12) durch den Zeitentwicklungsoperator des ungestörten Systems angenähert werden:

$$(13) \quad i\hbar \frac{\partial U_e(t)}{\partial t} = \exp(iH_0 t/\hbar) \cdot V_e(t) \cdot \exp(-iH_0 t/\hbar) \cdot U_e(t)$$

Die Vernachlässigung der Rückwirkung des Ionenmikrofeldes auf die Elektronendynamik bewirkt somit die Entkopplung der Propagatoren $T_i(t)$ und $U_e(t)$, so daß sich das gesamte Linienprofil als Faltungsintegral aus Ionen- und Elektronenanteil I_i bzw. I_e ergibt:

$$(14) \quad I(\omega) = \int I_i(\omega') \cdot I_e(\omega - \omega') d\omega'$$

Darüberhinaus setzt sich das Profil additiv aus erlaubter I_i^a und verbotener Komponente I_i^f zusammen, da diese Linien als isoliert betrachtet werden.

$$(15) \quad I_i(\omega) = I_i^a(\omega) + I_i^f(\omega)$$

Die Entartung der Niveaus bezüglich der m-Quantenzahl wird durch eine Mittelung über diese Unterzustände ersetzt. Dadurch kann zur Lösung der Schrödingergleichung Gl. (11) für den Zeitentwicklungsoperator der Ionen $T_i(t)$ die adiabatische Näherung in Verbindung mit der Näherung des quadratischen

Starkeffekts benutzt werden. Die adiabatische Näherung beinhaltet, daß die Störung zeitlich hinreichend langsam variiert und somit das System zu jedem Zeitpunkt der Störung adiabatisch folgt. Für die langsamen Ionen ist diese Bedingung größtenteils erfüllt. Die adiabatische Wechselwirkung impliziert außerdem, daß Übergänge zwischen dem 4F und 4D Zustand ausgeschlossen sind. Solche nichtadiabatische Effekte werden im wesentlichen durch Stöße verursacht, die eine Frequenzverstimmung $|\Delta\omega| \approx \omega_{FD}$ bewirken, wobei ω_{FD} der Frequenzabstand zwischen erlaubter und verbotener Komponente ist. Für die im vorliegenden Experiment untersuchten Plasmen ist die Ionenweisskopffrequenz $\omega_W = \bar{v}_r/r_W$ stets kleiner als ω_{FD} , so daß unter Berücksichtigung der Überlegungen aus Kapitel 2.2. für $\Delta\omega > \omega_W$ die Störung zwar stark aber weitgehend statisch wirkt. Daher sind nichtadiabatische Übergänge zu vernachlässigen. Die adiabatische Approximation der Atom-Ion-Wechselwirkung stellt demnach keine weitere Einschränkung dieser Theorie dar, die im wesentlichen durch die Anwendung der "Unified Theory" auf niedrige Elektronendichten festgelegt ist.

Das Resultat von BCS II ist, daß das gesamte Linienprofil als Faltung des schon früher berechneten statischen Profils I_s nach BCS I mit einer Korrekturfunktion $R(\omega)$ formuliert wird, die die Ionendynamik berücksichtigt:

$$(16) \quad I(\omega) = \int I_s(\omega') \cdot R(\omega - \omega') d\omega'$$

Diese Schreibweise gewährleistet den exakten Übergang zum linearen Starkeffekt in den Linienflügeln, obwohl $R(\omega)$ nur störungstheoretisch in 2. Ordnung (quadratischer Starkeffekt) berechnet wird. Wie Voslamber und Segre /20/ gezeigt haben, reduzieren sich mit dieser Darstellung zusätzlich die Fehler, die durch die alleinige Berücksichtigung der binären Stöße in der "Unified Theory" entstehen.

Für die erlaubte Komponente ergibt sich folgender Ausdruck

$$(17) \quad I^a(\omega) = \int I_1^a(\omega') \cdot I_e(\omega - \omega') d\omega' - \Delta I(\omega) \quad ,$$

wobei I_1^a das Starkprofil einer isolierten Linie darstellt, die nur durch die Ionen verbreitert wird:

$$(18) \quad I_1^a(\omega) = \pi^{-1} \frac{w_1(\Delta\omega)}{(\Delta\omega - d_1(\Delta\omega))^2 + w_1^2(\Delta\omega)}$$

Mit $d_1(\Delta\omega)$ und $w_1(\Delta\omega)$ wird die frequenzabhängige Verschiebung bzw. Verbreiterung der Linie bezeichnet, wobei $\Delta\omega$ der Frequenzabstand von der erlaubten Komponente ist. Die Größe ΔI berücksichtigt den Übergang zum linearen Starkeffekt im Linienflügel und beeinflusst den Linienkern nur geringfügig.

Für die verbotene Komponente hat $R(\omega)$ die Form:

$$(19) \quad R(\omega) = \pi^{-1} \operatorname{Re} \int_0^\infty dt \exp(i\omega t) \times$$

$$\frac{\langle \langle 4D | V_1(t) | 4F \rangle \langle 4F | V_1(0) | 4D \rangle \cdot \exp(-i\eta_{4F}(t)) \rangle_{r,v}}{\langle | \langle 4D | V_1(0) | 4F \rangle |^2 \cdot \exp(-\delta\omega_{4F}(0)t) \rangle_{\underline{r}}}$$

Der Zähler des Integranden beinhaltet nunmehr über die Autokorrelation des Mikrofeldes $V_1(t) \cdot V_1(0) \propto \underline{E}_1(t) \cdot \underline{E}_1(0)$ die Zeitabhängigkeit der Amplitude der einzelnen Starkkomponente und über die Phasenverschiebung $\eta_{4F}(t)$ ihre zeitabhängige Lage. Der Nenner ist der entsprechende Ausdruck für das statische Profil, wobei $\delta\omega_{4F}(0) = V_{\text{eff}}(r(0))/\hbar$ die Starkverschiebung darstellt. Die Mittelungsprozesse über Ort und Geschwindigkeit verwenden die klassischen Teilchenbahnen.

Zusammenfassend ergeben sich folgende wesentliche Merkmale für die Theorie nach BCS II:

1. BCS II ist speziell für niedrige Elektronendichten ausgelegt, da nur binäre Wechselwirkungen zwischen strahlendem Atom und den Ionen berücksichtigt werden.
2. Die Wechselwirkung beinhaltet nur den quadratischen Starkeffekt.
3. Der Einfluß der Ionen auf die Elektronendynamik sowie nichtadiabatische Effekte werden vernachlässigt.
4. Die erlaubte und verbotene Linie werden als isoliert betrachtet.
5. Das Linienprofil ergibt sich aus der Faltung des statischen Profils mit einer ionendynamischen Korrektur.

2.4. Methode des Modellmikrofeldes

Ein grundsätzlich neuartiges Verfahren auf dem Gebiet der Starkverbreiterung bietet die Methode des Modellmikrofeldes. Während in der "Unified Theory" der atomare Anteil störungstheoretisch und der Aspekt des Vielkörperproblems in Form binärer Stöße exakt gelöst wird, geht die Modellmikrofeld-Methode von der entgegengesetzten Betrachtungsweise aus. Anstatt den genauen Stoßvorgang zu beschreiben, betrachtet MMM lediglich die elektrische Feldstärke, die auf das strahlende Atom einwirkt, ohne dabei zu beachten, wie diese Feldstärke aus den einzelnen Störteilchenbeiträgen zusammengesetzt ist. Der eigentliche Stoßcharakter der Wechselwirkung zwischen Atom und Störer wird durch diese Darstellung vollständig unterdrückt, so daß eine Überprüfung der Theorie auf eine korrekte Beschreibung der überlappenden starken Stöße sehr schwierig ist. Das wahre Mikrofeld, das von den Störteilchen hervorgerufen wird, wird in Form eines stochastischen Prozesses, dem sogenannten Känguruh-Prozeß (KP), durch

ein stufenweise konstantes Modellfeld ersetzt, für das die Schrödingergleichung Gl. (5) exakt gelöst werden kann. Dieses Modellfeld ist in zwei statistischen Momenten mit dem wahren Mikrofeld identisch:

1. in der instantanen Wahrscheinlichkeitsdichte $P(\underline{E})$.
2. in der Autokorrelationsfunktion (Kovarianz)

$$\Gamma(t) = \langle \underline{E}(t) \cdot \underline{E}(0) \rangle.$$

$P(\underline{E})$ bestimmt die Häufigkeit des Auftretens einer Feldstärke, während $\Gamma(t)$ die begrenzte Lebensdauer der Feldkonfiguration berücksichtigt.

Wie aus Gl. (4) ersichtlich ist, erfordert die Berechnung des Linienprofils im wesentlichen die Kenntnis des über sämtliche Störungen gemittelten atomaren Zeitentwicklungsoperators $\langle T(t) \rangle$ bzw. des fouriertransformierten Operators

$$(20) \quad \langle \tilde{T}(\omega) \rangle = \int \exp(i\omega t) \langle T(t) \rangle dt.$$

Wendet man diesen stochastischen Prozeß auf die Schrödingergleichung Gl.(5) an, so ist als wesentliches Resultat der Modellmikrofeld-Methode festzuhalten, daß der über den Känguruh-Prozeß gemittelte Zeitentwicklungsoperator $\langle \tilde{T}(\omega) \rangle_{KP}$ sich als einfache algebraische Kombination aus quasistatisch gemittelter (QS) Größen darstellen läßt:

$$(21) \quad \langle \tilde{T}(\omega) \rangle_{KP} = \langle \tilde{T} \rangle_{QS} + \langle v \tilde{T} \rangle_{QS} \cdot \{ \langle v \rangle_{QS} - \langle v^2 \tilde{T} \rangle_{QS} \}^{-1} \cdot \langle v \tilde{T} \rangle_{QS}$$

Dabei geht die Abhängigkeit vom aktuellen Feld über die Sprungfrequenz $v = v(\underline{E})$, deren Kehrwert die mittlere Lebensdauer der Feldstärke $\underline{E}$ angibt, und $\tilde{T} = \tilde{T}(\omega + i v(\underline{E}))$ explizit in die quasistatische Mittelung $\langle \dots \rangle_{QS} = \int d\underline{E} \dots P(\underline{E})$ ein. $\tilde{T}$ ist die statische Resolvente der Lösung für die Schrödingergleichung Gl. (6) mit zeitunabhängiger Störung:

$$(22) \quad \tilde{T}(\omega) = \int_0^{\infty} \exp(i\omega t - i(H_0 + V(\underline{E}))t/\hbar) dt$$

Der erste Term in Gl. (21) stellt eine Summe von Lorentzprofilen der Breite $v(\underline{E})$ dar, deren Schwerpunkt an der Stelle der jeweiligen verschobenen Starkkomponente liegt und deren Intensität durch $P(\underline{E})$ gegeben ist. Dieser Summand ähnelt einer Stoßverbreiterung des quasistatischen Profils mit einer feldstärkeabhängigen Stoßbreite. Der zweite Term berücksichtigt das mehrfache Auftreten einer Feldkonfiguration während der Kohärenzzeit des Atoms.

Der Realteil von Gl. (21) stellt das Linienprofil beeinflusst von einer Störteilchensorte, Elektronen oder Ionen, dar. Der stochastische Prozeß $\underline{E}(t) = \underline{E}_e(t) + \underline{E}_i(t)$ ist jedoch die Summe zweier Prozesse mit unterschiedlichen Korrelationszeiten für das schnell fluktuierende Elektronenfeld $\underline{E}_e(t)$ und für das niederfrequente Ionenfeld $\underline{E}_i(t)$. Die Berechnung des vollständigen Linienprofils wird durch Mittelung über den sogenannten "mother and baby kangaroo process" durchgeführt, der eine Verschachtelung der beiden Prozesse für $\underline{E}_i$ und $\underline{E}_e$ darstellt. Hierbei wird zunächst die Elektronenverbreiterung für ein fixiertes Ionenfeld $\underline{E}_i$ gemäß Gl. (21) berechnet und anschließend mit derselben Gleichung, jedoch unterschiedlichen Sprungfrequenzen, die Mittelung über die Ionenfelder durchgeführt. Im Gegensatz zu BCS II wird also bei MMM der Einfluß der Ionen auf die Elektronenverbreiterung berücksichtigt. Vergleiche mit Profilen, die aus der einfachen Faltung von Elektronen- und Ionenprofil resultieren, zeigen entgegen der Auffassung von BCS II deutliche Unterschiede /16/, wobei die gefalteten Profile stets breiter sind als die exakt berechneten und die Strukturierung erheblich vermindert ist.

Trotz der mathematischen Eleganz und Einfachheit, die die Modellmikrofeld-Methode zur Berechnung von Starkprofilen aufweist, bleibt sie noch theoretisch umstritten, da in Bezug

auf starke dynamische Wechselwirkungen und der damit verbundenen Zeitordnung eine Abgrenzung des Gültigkeitsbereichs dieser Theorie sehr schwierig ist. Eine Analyse der Modellmikrofeld-Methode von Smith et al. /21/ am Beispiel des Känguruh-Prozesses zeigt, daß die Wahl des Modells für den stochastischen Prozeß einen entscheidenden Einfluß auf die Genauigkeit der Methode hat. Um etwaige Kritikpunkte dieser Methode aufzuzeigen, ist ein tieferer Einblick in die physikalische Eigenschaft des Känguruh-Prozesses notwendig.

Dieser stochastische Prozeß mit dem elektrischen Mikrofeld $\underline{E}(t)$ als Zufallsvariable ist ein Markoff-Prozeß, der durch die bedingte Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(\underline{E}, \Delta t | \underline{E}_0, 0)$ definiert ist. $P \cdot d\underline{E}$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, zum Zeitpunkt Δt die Feldstärke $\underline{E}$ innerhalb $\underline{E} + d\underline{E}$ zu finden, wenn bekannt ist, daß sie zum vorherigen Zeitpunkt $t = 0$ den Wert $\underline{E}_0$ angenommen hat. Für den Känguruh-Prozeß ist P für infinitesimale Zeitintervalle Δt durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$(23) \quad P(\underline{E}, \Delta t | \underline{E}_0, 0) = (1 - \Delta t \nu(\underline{E}_0)) \cdot \delta(\underline{E} - \underline{E}_0) + \Delta t \cdot W(\underline{E}, \underline{E}_0)$$

Die Übergangsrate $W(\underline{E}, \underline{E}_0)$ wird zu

$$(24) \quad W(\underline{E}, \underline{E}_0) = Q(\underline{E}) \cdot \nu(\underline{E}_0)$$

gewählt, wobei die Funktion $Q(\underline{E})$, so bestimmt wird, daß die stationäre Gleichgewichts-Wahrscheinlichkeitsdichte dieses Prozesses $P_{KP}(\underline{E})$ dem wahren Plasmamikrofeld $P(\underline{E})$ entspricht:

$$(25) \quad Q(\underline{E}) = \nu(\underline{E}) \cdot P(\underline{E}) / \langle \nu(\underline{E}) \rangle_{QS}$$

Die physikalische Bedeutung von Gl. (23) ist folgende:

$(1 - \Delta t \cdot \nu(\underline{E}_0))$ ist die zeitlich abnehmende Wahrscheinlichkeit, daß im Intervall Δt kein Sprung zu einer anderen Feldstärke $\underline{E}$

erfolgt, während $\Delta t \cdot W(\underline{E}, \underline{E}_0) = \Delta t \cdot v(\underline{E}_0) \cdot Q(\underline{E})$ die mit der Zeit wachsende Wahrscheinlichkeit angibt, daß sich die Feldstärke von $\underline{E}_0$ nach $\underline{E}$ ändert. Hierbei gibt $Q(\underline{E}) \propto v(\underline{E}) \cdot P(\underline{E})$ an, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Feldstärke $\underline{E}$ unter Berücksichtigung der mittleren Lebensdauer $v(\underline{E})^{-1}$ nach dem Sprung anzutreffen ist. Die Faktorisierung von $W(\underline{E}, \underline{E}_0)$ in $Q(\underline{E})$ und $v(\underline{E}_0)$ beinhaltet, daß die Feldstärken vor und nach dem Sprung nicht miteinander korreliert sind. Diese Unabhängigkeit impliziert jedoch, daß die Wahrscheinlichkeit sehr gering ist, bei einem Sprung nach einem starken Feld wieder eine hohe Feldstärke vorzufinden. Die Funktion $Q(\underline{E})$ weist ähnlich wie $P(\underline{E})$ bei niedrigen Feldstärken $E \approx F_0$ ($F_0 = E(r_0)$, Holtsmarksche Normalfeldstärke) ihr Maximum auf. Folglich wird vermutet /21/, daß die starken Stöße nicht korrekt berücksichtigt werden.

In derselben Arbeit /21/ wird gezeigt, daß die Modellfeld-Methode grundsätzlich sämtliche Ordnungen des Zeitentwicklungsoperators in Gl. (6) einschließt. Die Genauigkeit, mit der die höheren Ordnungen berücksichtigt werden, hängt jedoch entscheidend von dem gewählten Modell für die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\underline{E}, t | \underline{E}', t')$ ab. Der Känguruh-Prozeß ist nun so konstruiert, daß der statische und dynamische Grenzfall korrekt beschrieben werden. Der statische Grenzfall im Linienflügel wird durch die Mikrofeld-Verteilungsfunktion $P(\underline{E})$ bestimmt, während im Linienzentrum die Autokorrelationsfunktion des Mikrofeldes die maßgebliche Größe ist. Letztere legt über die bedingte Wahrscheinlichkeitsfunktion die Sprungfrequenzen $v(\underline{E})$ fest:

$$\begin{aligned} (26) \quad \langle \underline{E}(t) \cdot \underline{E}(0) \rangle &= \int d\underline{E} \int d\underline{E}' \underline{E} \cdot \underline{E}' \cdot P(\underline{E}, t | \underline{E}', t') \cdot P(\underline{E}') \\ &= \langle \underline{E}^2 \cdot \exp(-v(\underline{E}) \cdot t) \rangle_{QS} \end{aligned}$$

Für die Elektronen ist die Einschränkung auf diese beiden

Grenzfälle gerechtfertigt, da wegen der im Mittel nur schwachen Wechselwirkung höhere statistische Momente des Mikrofeldes, die für die überlappenden starken Stöße relevant sind, nur eine kleine Korrektur darstellen. Diese Argumente gelten jedoch nicht für die Ionen, deren Wechselwirkung mit dem Atom im Mittel stark ist. Hier ist das Modell des Känguruh-Prozesses, in dem die Feldstärken vor und nach dem Sprung total unkorreliert sind, offensichtlich inadäquat.

Einen weiteren Kritikpunkt am Känguruh-Prozeß hat Greene /22/ untersucht. Obwohl die Kovarianz des Modellfeldes Gl. (26) über die Sprungfrequenz der wahren Autokorrelationsfunktion /23/ angepaßt wird, besitzt die bedingte Kovarianz

$$(27) \quad \gamma(t, \underline{E}) = \langle \underline{E}(t) \cdot \underline{E}(0) \rangle_{\underline{E}(0) = \underline{E}},$$

die den zeitlichen Zerfall einer bestimmten Feldstärke $\underline{E}$ am Ort des Atoms angibt, mit ihrem einfachen exponentiellen Verhalten bei dem Känguruh-Prozeß (Gl. (26)) für kleine Zeiten nicht den korrekten funktionalen Verlauf. Greene's Abschätzungen zeigen, daß dieser Unterschied bei hohen Elektronendichten zu erheblichen Fehlern bei der Ionenverbreiterung führen kann. Allerdings sind für niedrige Elektronendichten ($N_e \approx 10^{21} \text{ m}^{-3}$) keine konkreten Aussagen möglich, da der Gesamtverlauf der bedingten Autokorrelationsfunktion für das wahre Mikrofeld analytisch nicht bekannt ist.

Im folgenden sind die wesentlichen Eigenschaften und Kritikpunkte der Modellmikrofeld-Methode noch einmal kurz zusammengefaßt:

1. Das wahre Mikrofeld wird durch einen stochastischen Prozeß ersetzt.
2. Die Schrödingergleichung wird bei stufenweise konstantem Modellmikrofeld exakt gelöst.
3. Das Modellmikrofeld stimmt in den niedrigsten statisti-

schen Momenten $P(\underline{E})$ und $\Gamma(t)$ mit dem wahren Feld überein.

4. Elektronen und Ionen werden mit demselben Formalismus behandelt.
5. Die Wirkung der Ionen auf die Elektronenverbreiterung wird berücksichtigt.
6. Die Korrektheit der Beschreibung der zeitlich überlappenden, starken Ionenstöße ist umstritten.

2.5. Vergleich der Linienprofile nach BCS II und MMM

Ergänzend zu den vorherigen Ausführungen zeigt das folgende Kapitel einen detaillierten Vergleich der Resultate von BCS II und MMM. In Abb. 1 ist der flächennormierte Intensitätsverlauf ($\int I(\omega) d\omega = 1$) der verbotenen Komponente der Heliumlinie HeI 447 nm gemäß drei verschiedener dynamischer Theorien für die Elektronendichte $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ dargestellt. Neben den diskutierten Theorien ist auch das Ergebnis von Voslamber und Segre eingezeichnet, die in ähnlicher Form wie BCS II die Ionendynamik durch Faltung einer Korrekturfunktion mit dem statischen Profil von BCS I berücksichtigen. Der wesentliche Unterschied zu BCS II liegt in der Verwendung einer anderen Form des Ionenstoßoperators der "Unified Theory". Die mit BCS I gekennzeichnete Kurve repräsentiert den Grenzfall statischer Ionen ($T_i = 0$). Der Einfluß der Ionendynamik führt zu einer allgemeinen zusätzlichen Verbreiterung der verbotenen Komponente. Damit verbunden ist eine Reduktion der Spitzenintensität, die bei BCS II am größten ist. Gleichzeitig wird das Tal zwischen erlaubter und verbotener Komponente aufgefüllt. Die gleiche Tendenz findet man grundsätzlich bei dem MMM-Profil. Zwar weist die MMM-Rechnung im Tal die größten Abweichungen gegenüber dem statischen Grenzfall auf, in der Spitzenintensität hingegen

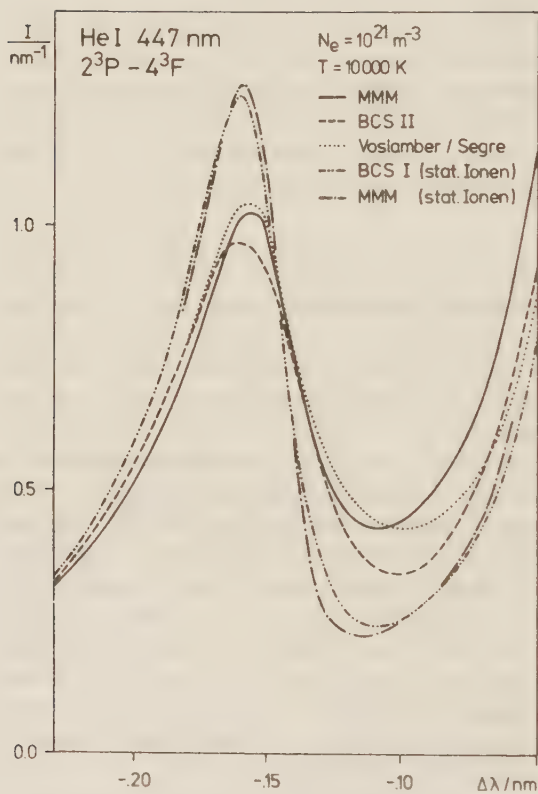


Abb.1: Das Linienprofil der verbotenen Komponente von HeI 447 nm nach verschiedenen Theorien

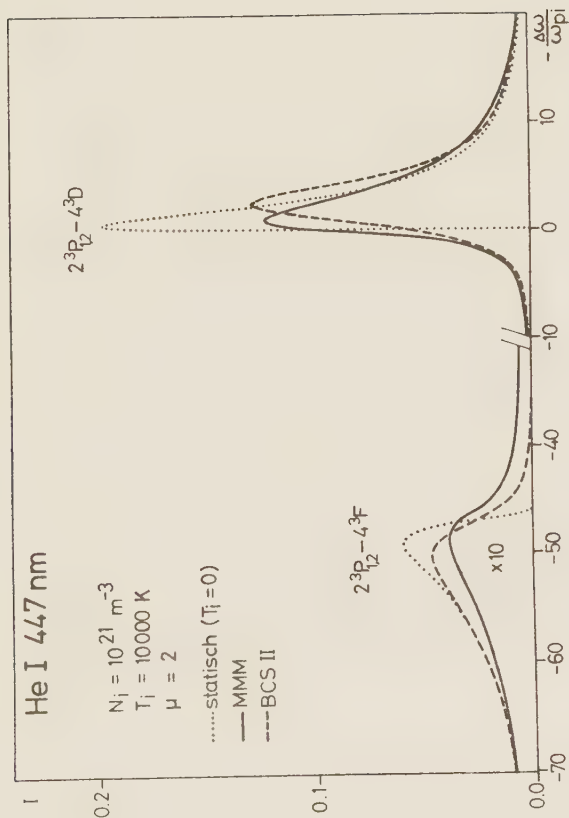


Abb.2: Reine Ionenverbreiterung der Linie He I 447 nm
 (ω_{pi} : Ionen-Plasmafrequenz)

liegt sie oberhalb des BCS II-Profiles. Insgesamt ist die verbotene Komponente nach MMM schmäler und asymmetrischer als die übrigen Theorien. Besonders auffällig ist die Rotverschiebung des Maximums gegenüber dem statischen Grenzfall, der ebenfalls nach MMM eingezeichnet ist und der mit BCS I nahezu übereinstimmt. Ähnliche Tendenzen wie MMM zeigt das Resultat von Voslamber und Segre.

Um nun den Einfluß der Ionendynamik in reiner Form untersuchen zu können, wurden Starkprofile mit dem Formalismus von BCS II und MMM berechnet, die nur die Verbreiterung durch Ionen beinhalten. Abb.2 zeigt die Resultate an der Triplettkomponente $2^3P_{2,1} + 4^3D, 4^3F$. Die Elektronendichte beträgt ebenfalls $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ und es sind He^+ -Störionen angenommen. Das beiden Theorien zugrundeliegende statische Profil ist die exakte Lösung der Schrödingergleichung mit zeitunabhängigem Störpotential unter Berücksichtigung der m-Entartung der Zustände. Es stellt daher die korrekte Abbildung der Mikrofeldverteilung $P(E)$ auf die Frequenzskala dar und geht für große Frequenzabstände $\Delta\omega > \omega_{FD}$ in den linearen Starkeffekt über (siehe Anhang).

Die Korrekturfunktion $R(\Delta\omega)$ für die verbotene Komponente wird gemäß BCS II aus der angenäherten Form für $R(t)$ berechnet. Die erlaubte Komponente entspricht dem Profil der isolierten Linie (Gl. (18)), wobei die Korrektur ΔI nicht berücksichtigt ist, da sie auf den zentralen Bereich der Linie nur sehr geringen Einfluß hat.

Die Berechnungen zeigen bereits wesentliche Merkmale der Profile auf, die für die jeweilige Theorie charakteristisch sind. Während BCS II zu einer deutlichen Symmetrisierung der beiden Komponenten führt, bleiben diese nach MMM weiterhin stark asymmetrisch. Infolge der Faltung mit dem nahezu symmetrischen Korrekturprofil $R(\Delta\omega)$ verschiebt sich

das Maximum der verbotenen Komponente bei BCS II gegenüber dem statischen Profil geringfügig zu höheren Frequenzen. Bei MMM ist die entgegengesetzte Tendenz festzustellen. Besonders markant ist die Rotverschiebung der erlaubten Komponente von BCS II, während MMM das Maximum eher im Bereich des wahrscheinlichsten Feldes aufweist, welches durch das statische Profil gegeben ist. Dieser Befund und die auffällige Asymmetrie des MMM-Profiles unterstützen die im vorhergehenden Kapitel diskutierte Vermutung, daß die mit dem Känguruh-Prozeß verbundene statistische Unabhängigkeit der Sprungfeldstärken zu einer Bevorzugung der niedrigen Feldstärken bei $E \approx F_0$ führt. Folglich weist BCS II einen größeren Abstand von erlaubter zu verbotener Komponente als MMM auf. Die Auffüllung des Tales durch die Ionendynamik ist deutlich erkennbar. Die Talintensität erreicht für MMM 15% der Intensität der verbotenen Komponente. Dagegen beschränkt sich die Modifizierung der verbotenen Komponente bei BCS II entsprechend der spektralen Ausdehnung von $R(\Delta\omega)$ auf $\Delta\omega = \pm\omega_W$.

Dieser nur die Ionen beinhaltende Vergleich zwischen BCS II und MMM zeigt, daß die im vollständigen Linienprofil, das auch die Elektronenverbreiterung einschließt, bestehenden charakteristischen Abweichungen bezüglich des Komponentenabstandes und der Asymmetrie fast ausschließlich in der unterschiedlichen Behandlung der Ionendynamik begründet sind.

3. EXPERIMENTAUFBAU UND PLASMADIAGNOSTIK

3.1. Experimentelle Vorarbeiten

Als Lichtquelle wird in dieser Arbeit ein gepulster Niederdruckbogen verwendet. Dieser lineare Entladungstyp wurde für spektroskopische Zwecke erstmals von Wulff /24/ entwickelt. Der Niederdruckbogen zeichnet sich durch die Erzeugung eines sehr reproduzierbaren und axial homogenen Plasmas aus. Dadurch entfällt bei end-on Beobachtung die Abelinversion. Wulff /25/ und Durant /26/ haben in dieser Entladung ein hochionisiertes Helium-Bogenplasma erzeugt und die durch den Starkeffekt verbreiterten Spektrallinien des atomaren und ionisierten Heliums bei hohen Elektronendichten gemessen. Drawin und Ramette /27, 28/ führten in der Nachleuchtphase einer solchen Anordnung detaillierte Untersuchungen zur Starkverbreiterung der Heliumlinie He I 447 nm bei niedrigen Elektronendichten durch.

Die ersten systematischen Untersuchungen bezüglich ionendynamischer Effekte wurden von Helbig und Ehrich /11/ sowie von Fleurier et al. /12/ vorgenommen. Helbig und Ehrich benutzten als Lichtquelle eine Helium-Bogenentladung und variierten unter Ausnutzung von Nichtgleichgewichtseffekten bei konstanter Elektronendichte von $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ die Gas-temperatur des Bogenplasmas. Die Elektronendichte wurde aus der Halbwertsbreite der Wasserstofflinie H_β gewonnen. Fleurier et al. untersuchten an dem sogenannten Plasmajet ionendynamische Effekte durch Variation der Ionenmasse bei hohen Elektronendichten ($N_e \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$). Aufgrund der Konstruktion des Plasmajets mußten die Linienprofile side-on aufgenommen werden und somit hinsichtlich der inhomogenen Plasmaschichtung korrigiert werden. Die Elektronendichtebestimmung erfolgte hierbei aus der Starkverbreiterung der zu untersuchenden Heliumlinie He I 447 nm selbst.

Das vorliegende Experiment weist gegenüber diesen Vorarbeiten wesentliche Verbesserungen auf. Neben dem Vorteil, daß die Linienprofile aus axial homogener Schichtung aufgenommen werden, erfolgt die Bestimmung der Plasmaparameter mit Methoden, die nicht von der Starkverbreiterung der zu untersuchenden Heliumlinien abhängen. Insbesondere wird die Elektronendichte, die den wichtigsten Starkverbreiterungsparameter darstellt, interferometrisch ermittelt und nicht spektroskopisch, wie es in den erwähnten Experimenten der Fall ist.

3.2. Versuchsanordnung und Erzeugung eines verunreinigungsarmen Plasmas

Der Aufbau der linearen Entladung ist eine Weiterentwicklung der Apparatur von Ramette und Drawin /29/. Hinsichtlich der Reduzierung von Plasmaverunreinigungen sind einige konstruktive Verbesserungen an dem Entladungsgefäß vorgenommen worden.

3.2.1. Konstruktion und elektrischer Schaltkreis der Entladung

Die Konstruktion des Niederdruckbogens und seine elektrische Beschaltung ist in Abb. 3 ersichtlich. Das Entladungsgefäß besteht aus einem durch plane Fenster begrenzten zylindrischen Teil ($d = 24 \text{ mm}$, $l = 435 \text{ mm}$) und den beiden erweiterten Bereichen, in denen die ringförmigen Wolfram-Elektroden untergebracht sind. Auf diese Weise wird das Beobachtungsvolumen allein auf die axial homogene positive Säule der Bogenentladung beschränkt.

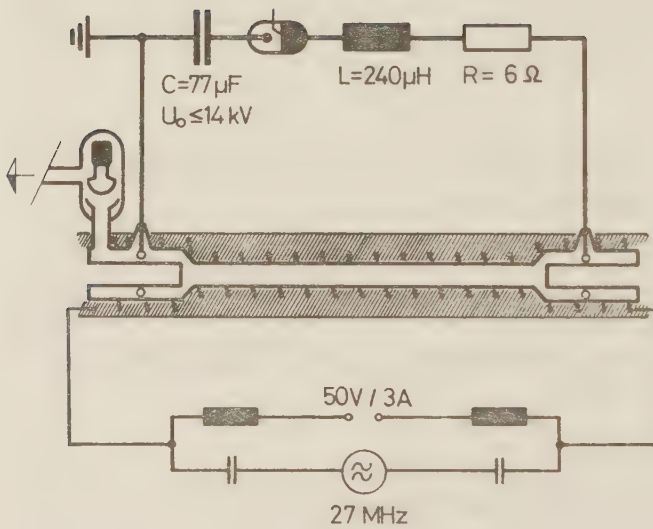


Abb.3: Entladungsgefäß und elektrischer Aufbau

Wie bereits frühere Untersuchungen gezeigt haben /30, 31/, können Wasserstoffverunreinigungen, deren Ursprung die Wasserbedeckung der Innenwand des Entladungsgefäßes ist, erheblichen Einfluß auf Heliumentladungen nehmen. Zur Reduktion des Wasserdampfgehaltes ist um das Entladungsrohr eine Heizmanschette angebracht, mit der das Gefäß auf eine Temperatur von 400°C erwärmt wird. Hierzu ist das gesamte Entladungsrohr ohne Dichtungsmaterialien aus dem hitzebeständigen Quarzglas angefertigt, das zusätzlich die Verunreinigungen auf wenige bekannte Elemente einschränkt. Bei Voruntersuchungen diente die Heizspirale gleichzeitig als Antenne zur Erzeugung eines HF-Plasmas. Um in das Entladungsgefäß rückdiffundierende Kohlenwasserstoffe grundsätzlich auszuschließen, wird zur Erstellung des Vakuums eine Turbomolekularpumpe verwendet. Die Kontrolle des eingestellten Gasdrucks erfolgt mit einem kapazitiven Membrandruckmessers (10^3 Pa Vollausschlag, 3 Dekaden Auflösung).

Der Stromkreis der Entladung ist als gedämpfter Schwingkreis im Kriechfall ausgelegt. Die Entladung wird von einer auf maximal $U_0 = 14$ kV aufgeladenen Kondensatorbank ($C = 77 \mu\text{F}$) gespeist und mit einem Ignitron ausgelöst. Die Induktivität L ist eingefügt, um den Stromanstieg gemäß $dI/dt = U_0/L$ zu reduzieren. Auf diese Weise kann auch in der Aufbauphase des Plasmas die Änderung der Elektronendichte dN_e/dt interferometrisch gemessen werden. Der Vorwiderstand besteht aus vier in Reihe geschalteten, aus Draht gewickelten Festwiderständen, die sich durch geringe Temperaturabhängigkeit auszeichnen. Da die Brennspannung der Entladung größenordnungsmäßig einige hundert Volt beträgt, wird der Plasmastrom ausschließlich durch den RLC-Kreis und die Ladespannung U_0 eingepreßt. Hierdurch ist eine sehr gute Reproduzierbarkeit der Entladung gewährleistet.

3.2.2. Optischer Aufbau

Die gesamte optische Anordnung ist in Abb.4 dargestellt. Aufgrund der homogenen Plasmaschichtung und der hohen Lichtausbeute wird das Plasmalicht end-on aufgenommen. Ein Blendensystem und die aus Quarzglas bestehende Abbildungslinse L wird so dimensioniert, daß einerseits das Öffnungsverhältnis des Spektrometers von 1:10 ausgenutzt und andererseits das beobachtete Plasmavolumen auf einen zylindrischen Bereich entlang der Rohrachse mit einem Durchmesser von nur 4 mm beschränkt wird. Die spektrale Zerlegung des Plasmalichts und die Registrierung der Linienprofile erfolgt mit einem $f = 1\text{m}$ - Gitterspektrometer in Czerny-Turner-Anordnung (1200 Striche/mm, 2. Gitterordnung), dessen Austrittsspalt durch einen optischen Vielkanalanalysator ersetzt ist (OMA, PAR 1205 D). Zur Weiterverarbeitung der OMA-Daten steht ein Kleinrechner zur Verfügung. Zur Bestimmung der Gastemperatur aus der Dopplerverbreiterung von Spektrallinien wird unter anderem ein $f = 2\text{m}$ - Plangittermonochromator (Zeiss) in Ebert-Anordnung verwendet. Integrale Linienintensitäten im violetten und nahen UV-Spektralbereich können mit einem Quarzprismen-Monochromator aufgenommen werden.

Der Aufbau des Laserinterferometers ist ebenfalls Abb.4 zu entnehmen. Durch Entfernen des Umlenkspiegels M5 wird dasselbe Plasmavolumen diagnostiziert, aus dem die Linienprofile aufgenommen werden. Es handelt sich bei diesem Interferometer um eine "coupled cavity"-Anordnung nach Ashby und Jephcott /32/. Der für diesen Zweck selbst konstruierte und angefertigte He-Ne Laser strahlt simultan auf den beiden Wellenlängen $\lambda = 633\text{ nm}$ und $\lambda = 3.39\text{ }\mu\text{m}$. Die IR-Laserwellenlänge $\lambda = 3.39\text{ }\mu\text{m}$ ist die größte Wellenlänge, die noch vom Quarz transmittiert wird. Für interferometrische Zwecke soll der Laserstrahl wegen der erforderlichen Ortsauflösung eine geringe Strahldivergenz und kleinen Durchmesser aufweisen.

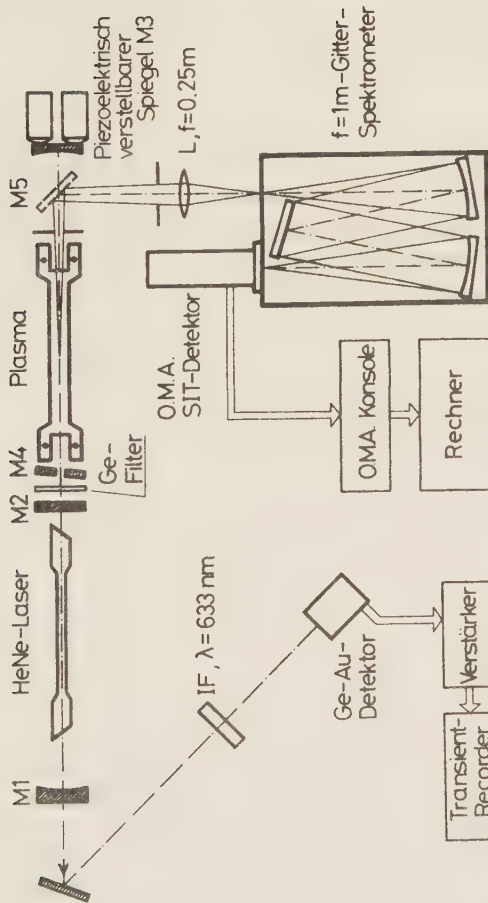


Abb.4: Optische Anordnung und Laserinterferometer

Nach Berechnungen der Strahlkaustik /33/ ist die Laserkapillare so dimensioniert, daß bei der benutzten Spiegelanordnung die Emission des IR-Laserüberganges nur in der günstigen Grundmode (TEM_{00}) erfolgt.

Durch Verkippen des durchbohrten Spiegels M4 und des Rückkoppelspiegels M3 kann zur Erhöhung der Empfindlichkeit ein vielfacher Strahldurchgang durch das Plasma eingestellt werden. Das Interferometersignal wird mit einem photoleitenden, Gold-dotierten Germaniumdetektor aufgenommen, der mit flüsigem Stickstoff auf 77 K gekühlt wird und der für beide Laserwellenlängen empfindlich ist. Der Rückkoppelspiegel M3 ist auf drei Piezoantrieben gelagert. Bei Anlegen einer sägezahnförmigen Hochspannung wird durch Änderung der Resonatorlänge ein Interferenzstreifenmuster simuliert, mit dem das Interferometer auf optimale Streifenform und maximale Modulation justiert werden kann. Um den Einfluß von Gebäudeerschütterungen auf die Stabilität des Interferometers klein zu halten, ist die gesamte Anordnung auf eine in Sand gelagerte Granitplatte (2000×500×80 mm) aufgebaut.

3.2.3. Reduktion der Verunreinigungen

Es wurde bereits bei früheren Untersuchungen darauf hingewiesen /30, 31/, daß in gepulsten Heliumentladungen an der inneren Oberfläche des Entladungsgefäßes adsorbierte Wasserverunreinigungen zur Emission von Wasserstoff-Moleküllinien führen. Diese können sowohl durch Auftreten einzelner starker Linien, als auch durch ein aus mehreren separat nicht auflösbaren Moleküllinien gebildetes Quasikontinuum Einfluß auf die Form des Linienprofils im Bereich der verbotenen Komponente der untersuchten Heliumlinien haben.

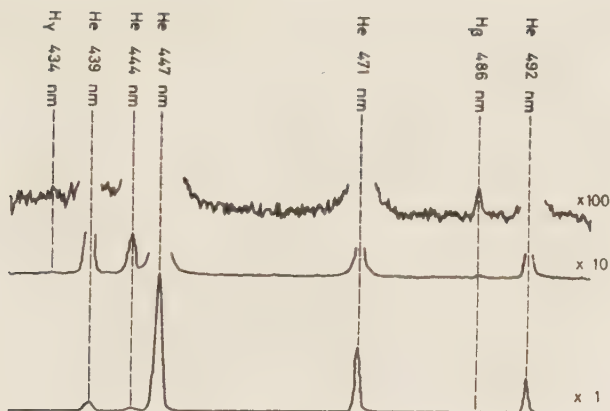


Abb.5: Die restliche Intensität von H β im geheizten Entladungsgefäß

Um den Wasserdampfgehalt auf der Glasoberfläche zu reduzieren, wird das gesamte Entladungsgefäß ständig auf eine Temperatur von 400 °C erwärmt. Das Ergebnis dieser Reinigungsprozedur ist in Abb.5 zu sehen. Zu Beginn der Reinigung ist das zuvor belüftete Entladungsrohr einen Tag lang evakuiert worden. Danach bleibt die Intensität der Wasserstofflinie H β , die ein Maß für die Wasserstoffkonzentration ist, in einer HF-Heliumentladung mit kalten Gefäßwänden von der gleichen Größenordnung wie die der starken Heliumlinie $\lambda=447$ nm. Nach mehrstündiger Erwärmung des Rezipienten kann die Intensität von H β um mehr als zwei Zehnerpotenzen auf einige Promille der Intensität der Heliumlinie reduziert werden.

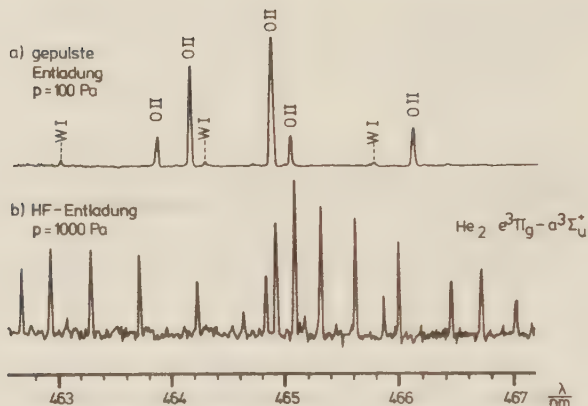


Abb.6: Verunreinigungen von Wand- und Elektrodenmaterial in der gepulsten Entladung a) und Helium-Moleküllinien in einem HF-Plasma b)

Abb.6 zeigt den Spektralbereich um $\lambda = 465$ nm, in dem sich ein starkes Bandenspektrum des Wasserstoffmoleküls befindet. Sowohl in dem Hochfrequenzplasma als auch in der gepulsten Entladung treten keine Wasserstoff-Moleküllinien in Erscheinung. Die Aufnahme im gepulsten Betrieb a) erfolgte im Maximum der Elektronendichte mit einer langen Belichtungsdauer von 100 μ s. Im Pulsbetrieb erscheinen nun Verunreinigungslinien, die infolge der Plasma-Wand-Wechselwirkung aus Wand- und Elektrodenmaterial stammen. Die entsprechenden Elemente wie Silizium, Sauerstoff und Wolfram können anhand ihrer Linienstrahlung identifiziert werden. Aufgrund der sehr unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von

Wolfram und Quarzglas müssen zur Einschmelzung der Elektroden Borsilikat-Übergangsgläser verwendet werden. Daher sind anfangs zusätzlich Borverunreinigungen aufgetreten, die insbesondere im nahen roten Flügelbereich von HeI 447 nm Strukturen verursachen. Durch Abdecken der Übergangsgläser mit Quarzröhrchen ist diese Verunreinigungsquelle beseitigt worden. Während Silizium und Wolfram im untersuchten Spektralbereich nur schwache Linien aufweisen, treten unter den vorherrschenden Entladungsbedingungen stets OII-Linien auf. Diese beeinflussen jedoch den ionendynamisch relevanten Bereich der zu untersuchenden Heliumlinien nicht. Hinzu kommt die Tatsache, daß im Strommaximum der Entladung die Sauerstoffkonzentration noch sehr gering ist, worüber das zeitliche Verhalten der OII-Linienintensitäten in Abb.7 Aufschluß gibt.

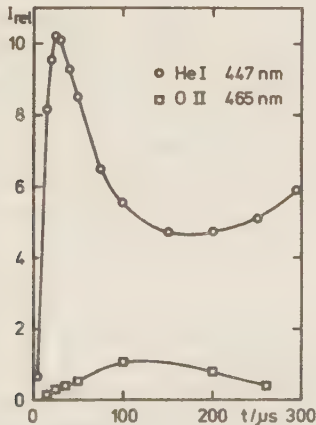


Abb.7: Zeitliche Entwicklung von HeI- und OII-Linienintensitäten. Zur Verdeutlichung der unterschiedlichen Anstiegsverhalten erfolgte die Messung ohne die Induktivität L im Stromkreis der Entladung.

Wie ebenfalls in Abb.6 a) zu sehen ist, kommen Helium-Moleküllinien als weiterer Störeinfluß nicht in Betracht. Da nur angeregte oder ionisierte Heliumatome zur Molekülbildung beitragen /34, 35/, gewinnt die He_2 -Formation erst bei höheren Gasdrücken ($>10^3$ Pa) an Bedeutung /36/. Ferner begünstigen solche Entladungstypen die Molekülbildung, die eine hohe Konzentration an metastabilen Heliumatomen aufweisen, wie es z.B. in der Rekombinationsphase von gepulsten Entladungen und in HF-Plasmen der Fall ist. Aus diesen Gründen kann auch in der HF-Entladung nur mit einem hohen Gasdruck von 1000 Pa ein ausgeprägtes He_2 -Bandenspektrum beobachtet werden (Abb.6 b)).

3.3. Bestimmung der Plasmaparameter

Für einen quantitativen Vergleich der gemessenen mit den berechneten Starkprofilen benötigt man die genaue Kenntnis der Plasmaparameter: Elektronendichte N_e , Gas- und Iontemperatur T_0 bzw. T_i und Elektronentemperatur T_e . Die präzise Bestimmung dieser Plasmadaten mit Methoden, die unabhängig von der Starkverbreiterung der untersuchten Heliumlinien HeI 447 nm und 492 nm sind, stellt einen wesentlichen Aspekt dieses Experimentes dar.

3.3.1. Elektronendichte

Die Elektronendichte wird aus der Refraktivität des Plasmas bestimmt. Diese setzt sich im allgemeinen aus Beiträgen aller Konstituenten des Plasmas zusammen, wird jedoch bei den niedrigen Gasdrücken von 100 bis 500 Pa nur durch die freien Elektronen hervorgerufen. Für den Brechungsindex n ergibt sich somit die bekannte Eccles-Beziehung:

$$(28) \quad n = (1 - (\omega_{pe}/\omega_o)^2)^{1/2}$$
$$\approx 1 - 0.5 (\omega_{pe}/\omega_o)^2$$

Die Näherung folgt aus der Entwicklung für $\omega_o \gg \omega_{pe}$. Mit ω_o und ω_{pe} ist die Kreisfrequenz der Laserstrahlung bzw. die Elektronen-Plasmafrequenz bezeichnet. Die Elektronendichte kann direkt aus dem über die Plasmalänge gemittelten Brechungsindex ermittelt werden, da die positive Säule der Entladung axial homogen ist.

Die Laseremission erfolgt simultan auf der Laserlinie im sichtbaren Spektrum $\lambda = 633 \text{ nm}$ und bei $\lambda = 3.39 \text{ }\mu\text{m}$ im nahen infraroten Spektralbereich. Diese Laserübergänge sind durch ein gemeinsames oberes Energieniveau miteinander gekoppelt. Eine verstärkte Lasertätigkeit des IR-Übergangs hat durch die bevorzugte Entleerung des gemeinsamen Oberrniveaus eine Reduzierung der Lasertätigkeit auf der sichtbaren Wellenlänge zur Folge. Die Lasermodulation kann daher direkt auf der IR-Linie /37/ oder im Ashby-Jephcott Betrieb auf der roten Linie detektiert werden. Bei dem direkten Betrieb wird die Laseraktivität auf der sichtbaren Linie durch Einführen eines Germanium-Filters - eine Quarzscheibe mit einer ca. $100 \text{ }\mu\text{m}$ aufgedampften Germaniumschicht - in den Laserresonator unterdrückt.

Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei dem Interferometer um eine "coupled cavity"-Anordnung. Der an dem Spiegel M2 ausgekoppelte Laserstrahl wird in den Laserresonator zurückgekoppelt und moduliert entsprechend seiner im Plasma erfahrenen Phasenverschiebung die Ausgangsleistung des Lasers, welche am Spiegel M1 zur Registrierung entnommen wird. Der Ashby-Jephcott Betrieb wird zu den Untersuchungen an den Gasgemischen herangezogen, um mittels eines Interferenzfilters für $\lambda = 633 \text{ nm}$ die starke Lichtemission des Plasmas im

roten und nahen infraroten Spektralbereich von dem Ge-Au Detektor fernzuhalten. Um die Rückkopplung auf der roten Laserlinie zu unterdrücken, wird das Ge-Filter in den äußeren Resonator eingefügt. Die Kopplung der Resonatoren ist im Grundaufbau so fest, daß die Lasertätigkeit bei gegenphasiger Rückkopplung vollständig unterbunden wird. Durch Einfügen eines Absorbers, der die Güte des äußeren Resonators bei $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$ verschlechtert, erreicht man eine schwächere Rückkopplung. Auf diese Weise erzielt man gleichzeitig nahezu sinusförmige Interferenzstreifen, wie an einem typischen Interferogramm in Abb.8 zu erkennen ist.

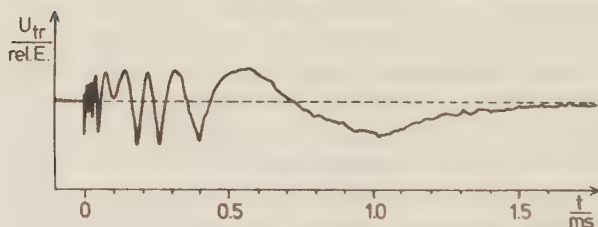


Abb.8: Typisches Interferogramm. Die Elektronendichte im Maximum bei $t \approx 100 \mu\text{s}$ beträgt $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

Die zeitliche Auflösung des Interferometers wird bewußt durch die Bandbreite des Verstärkers auf 1 MHz begrenzt, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu optimieren. Eine Erhöhung der Auflösung ist wegen der endlichen Relaxationszeit zwischen sichtbarem und infrarotem Laserübergang von ca. 10^{-7} s / 38/ nicht sinnvoll. Die Registrierung der Interferogramme erfolgt mit einem digitalen Speicheroszilloskop.

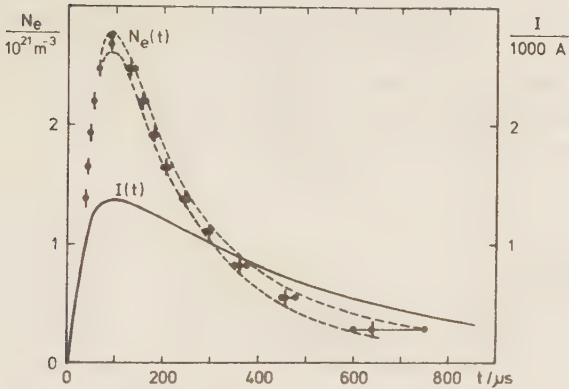


Abb.9: Verlauf des Entladungsstroms und der Elektronendichte

In Abb.9 ist neben dem typischen Verlauf des Entladungsstroms die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte dargestellt, bestehend aus drei unabhängigen Messungen. Die Streuung der Meßpunkte liegt vorwiegend in der Schwierigkeit begründet, die Phase des Interferometers zu Beginn und am Ende der Entladung genau festzulegen, was einen systematischen Fehler von einem viertel Interferenzstreifen zur Folge hat. Die innerhalb dieses Meßfehlers gefundene Übereinstimmung der Meßpunkte ist zusätzlich ein Beleg für die gute Reproduzierbarkeit der Entladung. Im Bereich des Dichtemaximums kann die Elektronendichte für eine Zeitdauer bis zu 50 μs als hinreichend konstant angenommen werden.

Zur Steigerung der Empfindlichkeit des Interferometers wird durch Verkippen der Spiegel des äußeren Resonators die Anzahl der Plasmadurchquerungen von 2 auf 4 bzw. 6 erhöht. Hierbei

vergrößert sich durch den V- bzw. Z-förmigen Strahlverlauf die radiale Ausdehnung des diagnostizierten Plasmavolumens auf ca. 8 mm. Wie der Übereinstimmung der Meßwerte bei den unterschiedlichen Strahldurchgängen in Abb.10 zu entnehmen ist, kann ein radiales Dichteprofil für die interferometrischen Messungen vernachlässigt werden.

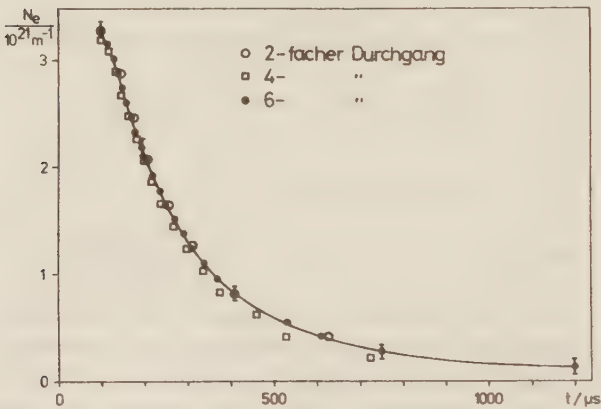


Abb.10: Messung der Elektronendichte mit zwei-, vier- und sechsfachem Strahldurchgang durch das Plasma

Einen Vergleich der interferometrischen Messungen mit der starkverbreiterten Wasserstofflinie H_β zeigt Abb.11. Die Bestimmung der Elektronendichte aus der Halbwertsbreite von H_β ist ein in der Literatur weit verbreitetes Verfahren und mit einer Unsicherheit von 10% behaftet, die aus den unterschiedlichen Ergebnissen der zum Vergleich herangezogenen Starkverbreiterungstheorien resultiert. Zu diesem Zweck wurde die

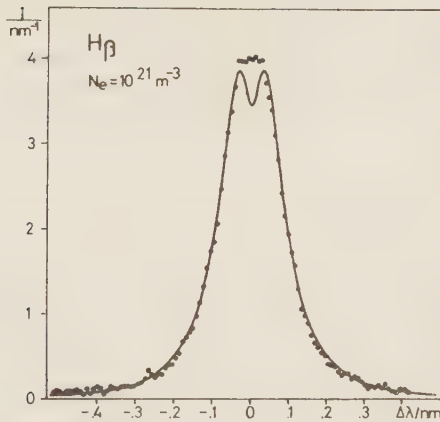


Abb.11: Das Linienprofil von $\text{H}\beta$ im Vergleich mit der MMM-Berechnung nach Seidel

Entladung mit reinem Wasserstoff betrieben. Das gemessene Linienprofil von $\text{H}\beta$ repräsentiert gemäß dem interferometrischen Resultat eine Dichte $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Zum Vergleich ist ein von Seidel /39/ berechnetes MMM-Profil eingezeichnet, welches die Faltung mit dem Apparatprofil beinhaltet. Da der Einfluß der Ionendynamik nur auf einen engen Bereich um das Linienzentrum beschränkt ist, bleibt die Halbwertsbreite und der Flügelverlauf von ionendynamischen Effekten weitgehend unberührt. Der Vergleich zeigt mit Ausnahme des zentralen Bereichs, der sehr sensitiv für Wasserstoff-Moleküllinien ist, eine gute Übereinstimmung der Profile.

Die Empfindlichkeit des Interferometers bei 6-fachem Strahldurchgang durch das Plasma beträgt $2.54 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ pro Interferenzstreifen, so daß wegen der bereits erwähnten Ungenauigkeit von einem viertel Streifen für die Elektronendichte $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ein relativer Fehler von nur 6% resultiert.

3.3.2. Gastemperatur

Die Temperaturen des Neutralgases und der Ionen werden spektroskopisch aus der Dopplerverbreiterung von Spektrallinien bestimmt. Eine direkte Messung der Ionentemperatur ist in der vorhandenen Entladung nicht möglich. Jedoch ergeben Abschätzungen der Stoßraten zwischen einem neutralen Heliumatom und He^+ , bzw. in den Gasgemischen Ar^+ und H^+ , Relaxationszeiten der Größenordnung 10^{-6} s. Da als wesentlicher Teilchenverlustprozeß die radiale Diffusion angenommen werden kann, deren Verlustzeiten groß im Vergleich zu den Relaxationszeiten sind, kann man von einer genügend schnellen Thermalisierung des Ionen- und Neutralgases ausgehen. Folglich kann die Gleichheit der Temperaturen $T_i = T_0$ vorausgesetzt werden.

Bei der Wahl der für die Bestimmung der Dopplertemperatur herangezogenen Spektrallinien müssen folgende Kriterien beachtet werden. Wegen der reziproken Massenabhängigkeit der Dopplerbreite $w_{\text{Dop}} \propto \lambda \sqrt{T_0/m_a}$ kommen nur Atome mit kleiner Masse in Betracht. Ferner sollten die Spektrallinien eine geringe Starkverbreiterung aufweisen. Deshalb scheidet Wasserstoff infolge seines linearen Starkeffekts aus. Anhand der Starkverbreiterungsparameter nach Griem /40/ wird die Triplettlinie HeI 389 nm ausgesucht, die sich sowohl durch ihren geringen Starkeffekt als auch durch ihre hohe Intensität auszeichnet. Dabei wird die bezüglich der Dopplerver-

breiterung ungünstige Wellenlänge dieser Linie in Kauf genommen.

Infolge der Ladungsträgerdiffusion in benachbarte Kanäle des OMA-Targets ergibt sich für das OMA-System ein effektives spektrales Auflösungsvermögen von 2.5 Kanälen und in Verbindung mit der in Abb.4 gezeigten Anordnung ein Apparatprofil mit der vollen Halbwertsbreite von ca. 25 pm. Da dieser Wert ein mehrfaches der zu erwartenden Dopplerbreite beträgt, kann dieses System nicht unmittelbar für die Dopplermessung eingesetzt werden. Die Aufnahme der Linienprofile erfolgt daher mit zwei anderen Meßaufbauten. Bei dem ersten Aufbau (Abb.12) wird ein $f = 2\text{m}$ - Plangitterspektrometer eingesetzt, mit dem bei doppeltem Strahldurchgang, d.h. zweifache Gitterausnutzung, eine spektrale Auflösung von 5.6 pm

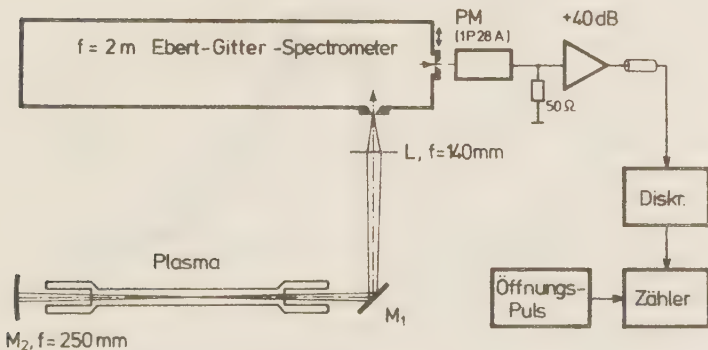


Abb.12: Optische Anordnung zur Messung der Dopplertemperatur

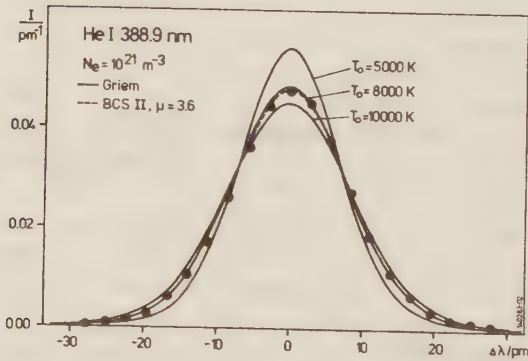
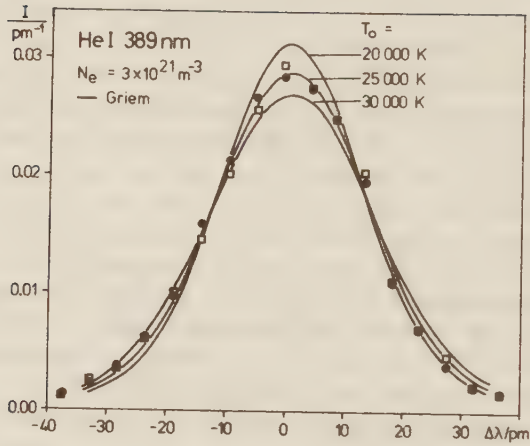


Abb.13: Linienprofil He I 388,9 nm im Vergleich mit berechneten Profilen unterschiedlicher Gastemperaturen:
 a) Messungen mit (□) und ohne (●) Rückspiegel
 b) Theorien mit (BCS II) und ohne (Griem) Ionendynamik

erzielt wird. Infolge des sehr kleinen Öffnungsverhältnisses des Instruments von 1:30 ist es notwendig, die einzelnen Photomultiplier-Pulse zu zählen. Das Linienprofil wird Schuß für Schuß während 50 μ s im Dichtemaximum aufgenommen, wobei jeweils nach fünf Schüssen der Austrittsspalt in der Fokalebene um 25 μ m versetzt wird. Die typischen Zählraten im Linienmaximum betragen ca. 700. Da die untersuchte Heliumlinie einen Resonanzübergang in den metastabilen Grundzustand des Triplettsystems darstellt, ist eine Überprüfung auf optische Dicke dieser Linie notwendig. Hierzu wird die übliche Konkavspiegel Methode zur Verdopplung der Plasmaschicht angewandt. Die Zählrate steigt mit Rückspiegel um den erwarteten Faktor 1.8 absolut an, so daß Selbstabsorption bei dieser Linie vernachlässigt werden kann. Abb.13 a) zeigt die Linienprofile der Messungen mit und ohne Rückspiegel in der flächennormierten Darstellung.

In einem zweiten Meßaufbau kann durch Umbau des OMA-Spektrometer-Systems der apparative Einfluß auf das Linienprofil erheblich reduziert werden. Der Vorteil bei diesem Meßverfahren gegenüber der Schuß-für-Schuß Methode liegt zweifelsohne in der simultanen Registrierung des gesamten Profils. Hierzu wird zwischen OMA-Detektor und Spektrometer ein Abbildungsobjektiv ($f = 25\text{mm}$, 1:1.4) eingefügt, welches das Spektrum auf das OMA-Target vierfach vergrößert abbildet. Mit diesem Abbildungsmaßstab wird das optimale Auflösungsvermögen von 8 pm erreicht, da hierbei der instrumentelle Einfluß des OMA und des Spektrometers auf das Linienprofil annähernd gleich sind. Der durch die Zwischenabbildung bedingte räumliche Lichtverlust und die höhere Dispersion erfordern ebenfalls eine Belichtungszeit von 50 μ s.

Die unterschiedlichen Registrierverfahren der Linienprofile wirken sich auf die Temperaturbestimmung nur unwesentlich aus und werden durch die Fehlerbalken abgedeckt. Wegen des

einerseits nicht zu vernachlässigenden Apparateprofils, das weder gauß- noch lorentzförmig ist, und andererseits durch den quadratischen Starkeffekt bedingten asymmetrischen Starkprofils schlägt eine Entfaltung des Doppleranteils mittels der Voigtprofilanalyse fehl. Die Gastemperatur wird daher auf direkte Weise ermittelt, wobei das gemessene Profil mit einem theoretischen Linienprofil verglichen wird. Das berechnete Profil setzt sich folgendermaßen zusammen:

Ein berechnetes Starkprofil für isolierte Linien wird mit dem Apparateprofil gefaltet, welches mit der Quecksilberlinie $\text{HgI } \lambda = 365 \text{ nm}$ einer Hg115 Mikrowellenlampe gemessen wurde. Das Resultat wird mit Gaußprofilen unterschiedlicher Temperaturen gefaltet und mit der Messung flächennormiert verglichen. Die beste Anpassung ergibt die Neutralgastemperatur. Für die Berechnung des Starkprofils wird einerseits die Formel für quasi-statische Ionen nach Griem /40/ und andererseits mit Einfluß der Ionendynamik nach BCS II /15/ verwendet. Die quadratische Starkeffektkonstante C_4 wird gemäß der üblichen Störungstheorie 2. Ordnung ermittelt /41/.

Bei der niedrigen Elektronendichte von $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ zeigen die beiden Theorien nach den Faltungen keinen Einfluß auf die Temperaturbestimmung, wie in Abb.13 b) zu erkennen ist. Bei der höheren Dichte von $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ergibt die Einbeziehung der Ionendynamik erwartungsgemäß eine bis zu 4000 K geringere Temperatur, die jedoch innerhalb der Fehler von ca. 5000 K liegen. Neben dem durch die unterschiedlichen theoretischen Ansätze bedingten Fehler, liegt der größte Fehlereinfluß bei diesem Verfahren in der Flächenbestimmung des gemessenen Profils. Insbesondere erfordern die Messungen in den Gasgemischen eine sorgfältige Untergrundkorrektur, die im Kapitel 4.3.1. ausführlich erläutert wird.

3.3.3. Elektronentemperatur

Die Bestimmung der Elektronentemperatur aus relativen Linienintensitäten hängt entscheidend von dem Gleichgewichtszustand des Plasmas ab. Da das lokale thermodynamische Gleichgewicht (LTE) bereits eine sehr strenge Forderung ist und in der Regel in Laborplasmen selten erfüllt ist, werden im folgenden mehrere Methoden angewandt, um einen zuverlässigen Wert für die Elektronentemperatur zu erhalten.

Die Be- und Entvölkerung der hohen, an das Kontinuum angrenzenden, atomaren Energieniveaus erfolgt im wesentlichen durch Stöße mit den freien Elektronen und wird durch die Saha-Boltzmann Gleichung beschrieben. Dieses sogenannte partielle lokale Gleichgewicht (PLTE) sollte gemäß der Abschätzung nach Griem /18/ für Niveaus mit Hauptquantenzahlen $n > 5$ zu erwarten sein. Dieser Sachverhalt wird in Abb.14 veranschaulicht. Aufgetragen ist die zeitliche Entwicklung der integralen Linienintensitäten der diffusen Serie HeI $2^3P + n^3D$. Die Niveaus $n > 6$ spiegeln den Elektronendichteverlauf wieder, der zum Vergleich ebenfalls eingetragen ist, und bestätigen somit die enge Kopplung mit den freien Elektronen. Mit abnehmender Quantenzahl $n \leq 5$ verschwindet diese Kopplung und die Entvölkerung der Niveaus durch Strahlungsabregung gewinnt an Bedeutung. Diese Methode des sogenannten Boltzmannplots ist jedoch wegen der kleinen Energieunterschiede der betrachteten Terme von $\Delta E \approx 0.25$ eV bei hohen Elektronentemperaturen mit großen Fehlern behaftet, da der Boltzmann-Faktor $\exp(-\Delta E/kT_e)$ fast den Wert eins annimmt. Hinzu kommen die durch die Kalibrierung bedingten Fehlereinflüsse, da eine genaue Kenntnis der spektralen Apparateempfindlichkeit über einen weiten Wellenlängenbereich notwendig ist. Es ist daher nicht verwunderlich, daß aus dieser Methode Elektronentemperaturen $T_e \approx 5000$ K resultieren. Burgess und Cairns /6/ erwähnen unter ähnlichen Bedingungen sogar negative Temperaturen.

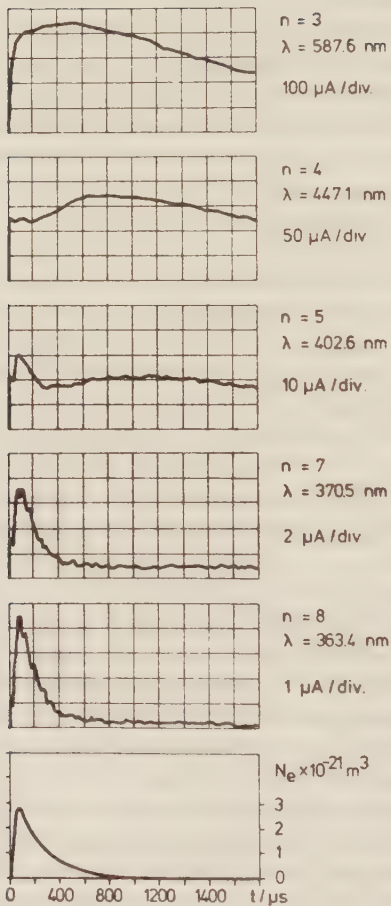


Abb.14: Zeitliche Entwicklung der Linienintensitäten der diffusen Nebenserie $\text{HeI } 2^3\text{P} \leftarrow n^3\text{D}$ im Vergleich mit dem Elektronendichteverlauf

Zuverlässigere Temperaturwerte können aus dem Intensitätsverhältnis zweier Linien unterschiedlicher Ionisationszustände gewonnen werden. Griem /18/ schlägt das Verhältnis HeII 468 nm / HeI 587 nm vor. Die atomare Linie erweist sich in diesem Fall als optisch dick. Es wird daher dasselbe Modell auf das Linienpaar HeII 468 nm / HeI 471 nm angewandt. Dieses Paar hat zusätzlich den Vorteil, daß infolge des geringen Wellenlängenunterschiedes beide Linien gleichzeitig mit dem OMA erfaßt werden können und eine Korrektur der spektralen Empfindlichkeit nicht erforderlich ist. In diesem Modell werden die oberen Niveaus n, q des atomaren Übergangs $m \leftarrow n$ bzw. des Übergangs im Ionentermschema $p \leftarrow q$ durch die Saha-Beziehung mit dem nächsthöheren Ionisationszustand verknüpft. Das Verhältnis der Teilchendichte des ein- und zweifach ionisierten Heliums $[\text{He}^{++}] / [\text{He}^+]$ ist durch das Stoß-Strahlungsmodell (CR) nach Bates et al. /42/ gegeben. Das Intensitätsverhältnis errechnet sich zu:

$$(29) \quad \frac{I_{pq}^+}{I_{mn}^0} = A \frac{u^+}{u^{++}} \cdot \frac{S}{\alpha} \cdot \exp(-\Delta E/kT_e)$$

$$\text{mit} \quad A = \frac{\lambda_{mn}^3 \cdot f_{qp} \cdot g_p}{\lambda_{pq}^3 \cdot f_{nm} \cdot g_m}$$

$$\Delta E = E_{\infty}^0 - E_n^0 - E_{\infty}^+ + E_q^+$$

S/α ist das Verhältnis des Stoß-Strahlung Ionisations- zum Rekombinationskoeffizienten, die eine Funktion von T_e und N_e sind. Die atomaren Daten (Oszillatorenstärken f , statistische Gewichte g und Termenergien E) sind dem Tabellenwerk von Wiese et al. /43/ entnommen. Die Erniedrigung der Ionisationsenergien E_{∞}^0 und die Temperaturabhängigkeit der Zustandssummen u erweisen sich hierbei als unbedeutend.

Im Vergleich mit dem CR-Modell ergibt die LTE-Annahme stets eine niedrigere Elektronentemperatur. Ersetzt man daher im vorigen Modell die Kopplung von $[\text{He}^{++}]$ und $[\text{He}^+]$ gemäß der LTE-Annahme durch die Saha-Beziehung, so erhält man eine untere Grenze für die Elektronentemperatur. Das Intensitätsverhältnis ist in diesem Fall gegeben durch:

$$(30) \quad \frac{I_{pq}^+}{I_{mn}^0} = A \frac{2(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3 N_e} \cdot \exp(-\Delta E / k T_e)$$

mit $\Delta E = E_\infty^0 - E_n^0 + E_q^+$

Die Elektronentemperatur erhält man durch Iteration der Gleichungen.

Zusätzlich wird das Verhältnis der Linienintensität von HeI 471 nm zur Kontinuumsstrahlung nach Griem /18/ und das Verhältnis der Sauerstoff-Verunreinigungslinien OII 436.69 nm / OI 436.83 nm nach Gl. (30) ausgewertet. Alle Ergebnisse sind in Tabelle 1 gegenübergestellt.

Für die niedrige Elektronendichte $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ liegen für die Stoß-Strahlungskoeffizienten S/α nur zwei tabellierte Werte vor, die eine Interpolation über neun Dekaden erfordern. Aus diesem Grunde ist das CR-Modell mit einem relativ großen Fehler behaftet, so daß im Einklang mit den übrigen Methoden in der reinen Heliumentladung eine Elektronentemperatur $T_e = 20\,000 \text{ K}$ die wahrscheinlichste ist. Bei der höheren Elektronendichte von $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ führen nur das CR-Modell und das Verhältnis der Intensitäten von Linie zu Kontinuum zu zuverlässigen Ergebnissen. Die Sauerstofflinien können nicht ausgewertet werden, da wegen der höheren Temperatur OI-Linien nicht auftreten. Die Elektronentemperaturen liegen

generell etwa 5 000 K über den Gastemperaturen. Ähnliche Bedingungen wurden auch von Fleurier et al. /12/ beobachtet.

Tabelle 1

Methode	T _e /K bei N _e =	
	1 · 10 ²¹ m ⁻³	3 · 10 ²¹ m ⁻³
Entladung im reinen Helium:		
Boltzmannplot	(5 000)	-
HeII468.6/HeI471.3 CR - Modell	28 000	31 000
HeII468.6/HeI471.3 Saha-Modell	19 000	23 000
HeI471.3/Kontinuum	20 000	31 000
OII436.69/OI436.83 Saha-Modell	20 000	-
Helium-Argon Gemisch:		
ArII420.34/ArI419.10 Saha-Modell	11 000	18 000
Helium-Wasserstoff Gemisch:		
H _β / Kontinuum	20 000	25 000
OII436.69/OI436.83 Saha-Modell	18 000	-

In den Helium-Mischplasmen verschiebt sich wegen der sehr unterschiedlichen Ionisationspotentiale von Argon und Wasserstoff einerseits und Helium andererseits bei konstanter Elektronendichte das Ionisationsgleichgewicht zu niedrigeren Temperaturen als in einem reinen Heliumplasma. Mit Ausnahme der Sauerstofflinien führen die oben erwähnten Methoden zu keinem Resultat, da in den Gasgemischen das Helium kaum ionisiert und die Kontinuumstrahlung vorwiegend durch das Trägergas der Entladung Argon bzw. Wasserstoff bestimmt wird. In dem He-Ar Gemisch wird das Intensitätsverhältnis von ArII- zu ArI-Linien bei LTE-Annahme gemäß Gl. (30) untersucht. In dem He-H₂ Plasma wird die Elektronentemperatur aus dem Verhältnis von H_β zum Kontinuum nach Griem /18/ ermittelt. Das Kontinuum sollte unter den vorherrschenden Plasmabedingungen im wesentlichen durch den Wasserstoff bestimmt sein, eine Überlagerung von Wasserstoff-Molekülstrahlung kann jedoch bei der Auswertung zu scheinbar höheren Temperaturen führen.

3.4. Dominanz der Ar⁺- bzw. H⁺-Ionen in Mischplasmen

Bei der Untersuchung an den He-Ar bzw. He-H₂ Gasgemischplasmen nimmt die Frage nach den Mischungsverhältnissen der Gase die zentrale Stellung ein. Es ist stets ein Kompromiß zwischen den Forderungen zu schließen, daß einerseits das Plasmaverhalten durch die Trägergase Argon bzw. Wasserstoff bestimmt wird, d.h. Ar⁺ bzw. H⁺ die dominierende Ionensorte ist, aber andererseits ein ausreichender Anteil angeregter Heliumatome vorhanden ist, um die Messung der Helium-Linienprofile zu gewährleisten. Zusätzlich wird die Beobachtung der Heliumlinien in den Mischplasmen durch die unterschiedlichen Ionisations- bzw. Anregungsenergien der beteiligten Elemente erschwert. Die Wahl der Mischungsverhältnisse wird neben Modellrechnungen durch experimentelle Untersuchungen belegt, wie es im folgenden erläutert wird.

3.4.1. Modellbetrachtungen

Um einen quantitativen Überblick über die zu erwartenden Verhältnisse zu gewinnen, sind zunächst Modellrechnungen erstellt worden. Es werden zwei Grenzfälle betrachtet:

- a) das thermodynamische Gleichgewicht mittels der Saha-Gleichung (LTE)
- b) das Stoß-Strahlungsmodell (CR)

Das Stoß-Strahlungsmodell berücksichtigt in erster Näherung nur die Besetzungsdichte des jeweiligen Grundzustandes. Dadurch wird im Gegensatz zum CR-Modell nach Bates et al. /42/ S/α durch einen einfachen analytischen Ausdruck nach Bohn /44/ beschrieben. Beide Modelle beinhalten ein nichtlineares gekoppeltes Gleichungssystem für die Konstituenten He^0 , He^+ , He^{++} , N_e und Ar^0 , Ar^+ , Ar^{++} , Ar^{+++} bzw. H^0 , H^+ mit den Nebenbedingungen für die Erhaltung der Ladung und Teilchenzahl. Dieses System wird für verschiedene Mischungsverhältnisse iterativ gelöst. In Abb.15 sind die resultierenden Verläufe der Konzentrationen der beteiligten Konstituenten für ein Mischungsverhältnis $[\text{He}] : [\text{Ar}] = 9:1$ in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur zusammengefaßt. Die Partialdichten sind auf eine Gesamtteilchendichte $N_0 = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ normiert. Als Resultat ergibt sich die bekannte Tatsache, daß für eine jeweilige Temperatur im wesentlichen nur eine Ionensorte vorliegt und der Übergang zur nächsthöheren Ionisationsstufe verhältnismäßig steil erfolgt. Gegenüber dem LTE-Modell verschieben sich die Kurvenverläufe im Stoß-Strahlungsmodell wegen der zusätzlich einbezogenen Strahlungsabregung zu höheren Temperaturen. Gemäß den Rechnungen sollte bei einer Elektronendichte von 10^{21} m^{-3} ausschließlich Ar^+ als einzige Ionensorte vorliegen, wie den identischen Kurvenverläufen von N_e und Ar^+ zu entnehmen ist. Ähnliche Ergebnisse zeigen die Modellrechnungen für eine Dichte $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ und für die He- H_2 Gasgemische.

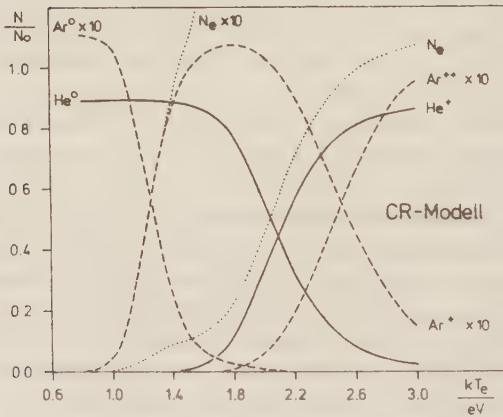
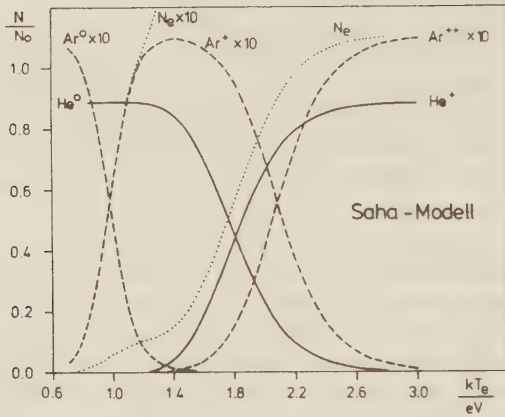


Abb.15: Ergebnisse der Modellrechnungen für ein Helium-Argon Gemisch $[\text{He}] : [\text{Ar}] = 9 : 1$ (Gesamtteilchendichte $N_0 = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$):

- Saha-Modell
- Stoß-Strahlungsmodell

3.4.2. Helium-Argon Gemisch

Zusätzlich zu den Modellbetrachtungen wird auch auf experimentelle Weise die Dominanz von Ar^+ -Ionen des letztlich gewählten He-Ar Gemisches zu belegen versucht. In dieser Entladung ist dann die gewünschte reduzierte Masse des Systems Strahler-Störion $\mu = 3,64$ realisiert. Hierzu werden Argonentladungen gleichen Partialdrucks ($p_{\text{Ar}} = 10 \text{ Pa}$ bzw. 20 Pa) und Plasmastroms aber mit steigendem Heliumzusatz von $p_{\text{He}} = 0$ bis 200 Pa studiert. Es werden die Elektronendichte, die Intensitäten der Heliumatomlinie $\text{HeI } 389 \text{ nm}$ und der Argonionenlinie $\text{ArII } 387,5 \text{ nm}$ in Abhängigkeit des Heliumpartialdrucks gemessen. Die Ergebnisse dieser Meßreihe sind in Abb.16 a,b) dargestellt. Obwohl die Heliumkonzentration auf das Zwanzigfache der Argondichte ansteigt, bleibt die Elektronendichte nahezu konstant. Ferner zeigt auch die Intensität der Ionenlinie kaum eine Variation, woraus auf eine unveränderte Elektronentemperatur geschlossen werden kann. Folglich wird die Entladung allein vom Argon als Trägergas bestimmt, und es ist ein linearer Anstieg der Intensität der Heliumlinie mit der Heliumkonzentration zu erwarten, wie es durch die Messung für Partialdrücke bis zu $p_{\text{He}} \approx 100 \text{ Pa}$ bestätigt wird. Für die Messung der Linienprofile wird daher ein Gasgemisch von $p_{\text{He}} : p_{\text{Ar}} = 9 : 1$ gewählt.

3.4.3. Helium-Wasserstoff Gemisch

Im Fall des He- H_2 Gemisches ist der Sachverhalt auf den ersten Blick komplizierter. Denn eine zum He-Ar Gemisch analoge Meßreihe zeigt mit zunehmendem Heliumzusatz eine starke Variation der Elektronendichte. Sie erhöht sich bei einem Mischungsverhältnis von $p_{\text{He}} : p_{\text{H}_2} = 225 \text{ Pa} : 25 \text{ Pa}$ auf das Zweieinhalbfache des Wertes, der sich in der reinen Wasserstoffentladung

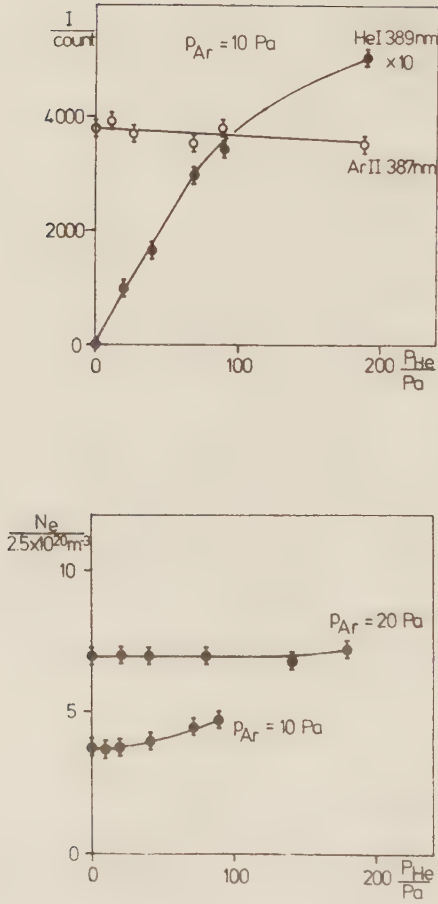


Abb.16: a) Elektronendichte und b) Intensität der Argonionenlinie $\lambda = 387 \text{ nm}$ und der Heliumatomlinie $\lambda = 389 \text{ nm}$ in Abhängigkeit vom Heliumzusatz

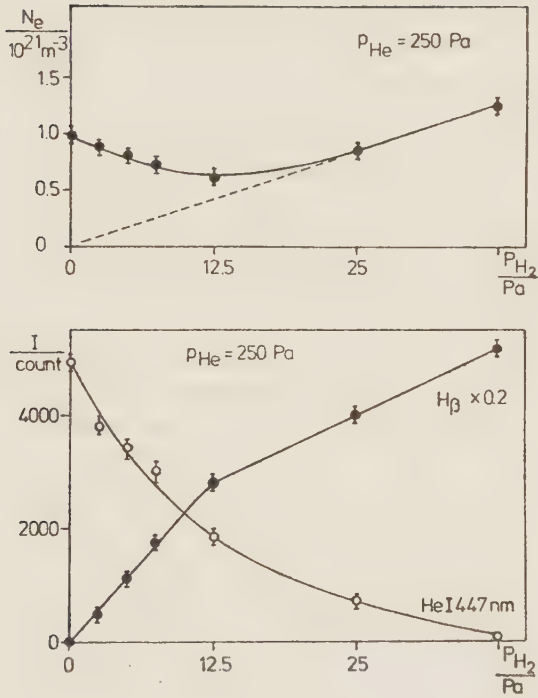


Abb.17: a) Elektronendichte und b) Intensität der Heliumatomlinie $\lambda = 447 \text{ nm}$ und der Wasserstofflinie H_β in Abhängigkeit vom Wasserstoffzusatz

gleichen H_2 -Partialdrucks einstellt. Dieses Verhalten kann zweierlei Ursachen haben. Einerseits könnte der Dichteanstieg auf die nicht erwünschte Ionisierung des zugefügten Heliums beruhen, und andererseits könnte er in einer Erhöhung der Elektronentemperatur begründet sein, die eine verstärkte Ionisierung des Wasserstoffs zur Folge hat. Zur Klärung dieser Sachlage ist eine zweite Meßreihe durchgeführt worden, deren Ergebnisse in den Abb.17 a,b) zusammengefaßt sind. In einem Heliumplasma mit einem fest vorgegebenen He-Partialdruck von $p_{He} = 250 \text{ Pa}$ werden die Elektronendichte und die integralen Linienintensitäten von H_β und $HeI \ 447 \text{ nm}$ als Funktion des Wasserstoffzusatzes gemessen. Die äußeren Entladungsbedingungen werden hierbei wieder konstant gehalten. Man erkennt zunächst in Abb.17 b), daß mit zunehmender Wasserstoffkonzentration die Intensität der Heliumlinie einen nahezu exponentiellen Abfall zeigt, woraus auf eine Erniedrigung der Elektronentemperatur geschlossen werden kann. Dieser Temperaturabfall ist nun Ursache für die Abnahme der Elektronendichte in Abb.17 a), die erst bei höheren Wasserstoffzusätzen durch die Ionisierung des Wasserstoffgases kompensiert wird. Wie in Abb.17 a) angedeutet ist, erfolgt die Ionisierung des Wasserstoffs nahezu linear mit steigender Wasserstoffkonzentration, so daß sich das Plasma für Partialdrücke $p_{H_2} > 20 \text{ Pa}$ bereits wasserstoffähnlich verhält. Dieses Resultat wird durch den Kurvenverlauf der Linienintensität von H_β bekräftigt, der erwartungsgemäß für kleine Wasserstoffzusätze ein zur Wasserstoffkonzentration proportionales Anwachsen zeigt. Aus diesen Überlegungen folgt, daß bei einem Mischungsverhältnis von $p_{He} : p_{H_2} = 9 : 1$ H^+ die dominierende Ionensorte ist.

3.5. Betriebsdaten der Entladung

Der gepulste Niederdruckbogen bietet prinzipiell die Möglichkeit, durch Variation des Entladungsstroms und des eingefüllten Gasdrucks Plasmen mit Elektronendichten von 10^{20} m^{-3} bis 10^{23} m^{-3} zu erzeugen. Die Untersuchung zur Ionendynamik bei starkverbreiterten Heliumlinien beschränken sich in dieser Arbeit auf zwei Elektronendichten $N_e = 1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ und $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Niedrigere Elektronendichten führen in der unabhängigen Elektronendichtemessung mittels Laserinterferometrie zu Fehlern größer als 10%. Andererseits sollte zu höheren Dichten die Ionendynamik zunehmend geringeren Einfluß auf die Starkverbreiterung nehmen und der Unterschied zwischen quasistatischen und dynamischen Profilberechnungen graduell verschwinden. Für die genannten Elektronendichten sind berechnete Linienprofile der zu untersuchenden Heliumlinien tabellarisch zugänglich, so daß eine Interpolation zur gewünschten Elektronendichte entfällt. Die Betriebsdaten der Entladung und die in den vorigen Kapiteln ermittelten zugehörigen Plasmaparameter sind für die beiden Dichtewerte und für die drei benutzten Gaszusammensetzungen in der Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2

	Helium		Helium/ Argon		Helium/ Wasserstoff	
	He	Ar	He	Ar	He	H ₂
p / Pa	225	450	225	450	225	450
	—	—	25	50	—	—
	—	—	—	—	25	50
$I_{\text{max}} / \text{A}$	1200	1600	700	1000	1000	1400
$N_{e, \text{max}} / \text{m}^{-3}$	1×10^{21}	3×10^{21}	1×10^{21}	3×10^{21}	1×10^{21}	3×10^{21}
T_0 / K	15000	25000	8000	13000	13000	18000
T_i / K	15000	25000	8000	13000	13000	18000
T_e / K	20000	31000	11000	18000	18000	25000
μ	2.0		3.64		0.8	

4. MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION

Der Einfluß der Ionenbewegung auf die Starkverbreiterung von Spektrallinien kann im einfachsten Modell durch die Relativgeschwindigkeit $\bar{v}_r \propto (T_0/\mu)^{1/2}$ zwischen strahlendem Atom und störendem Ion beschrieben werden. In experimenteller Hinsicht bieten sich daher zwei Möglichkeiten, die Dynamik der Ionen zu beeinflussen: durch Variation der Iontemperatur oder durch die Wahl der Masse des Störions. In diesem Experiment werden beide Methoden zur Variation der Störergeschwindigkeit diskutiert. Die Ergebnisse der reinen Heliumentladung erlauben in Verbindung mit den Messungen von Helbig und Ehrich /11/ eine Diskussion der temperaturabhängigen ionendynamischen Effekte. Durch die Verwendung unterschiedlicher Gaszusammensetzungen werden die Auswirkungen verschiedener Ionenmassen auf das Linienprofil untersucht.

4.1. Experimentelle Details

Das gesamte Linienprofil wird simultan auf den 500 Kanälen des optischen Vielkanalanalysators aufgenommen. Durch Anlegen eines Hochspannungspulses an die als elektrooptischer Verschuß wirkende Bildverstärkerstufe des OMA werden je nach Linienintensität zeitaufgelöste Messungen von 1 bis 50 μ s Belichtungsdauer im quasistationären Bereich des Elektronendichtemaximums durchgeführt. Eine Messung besteht aus zehn unabhängigen Einzelaufnahmen. Nach jedem Schuß wird das Füllgas gewechselt, um so die Anhäufung von Verunreinigungen zu vermeiden und gleiche Entladungsbedingungen sicherzustellen. Vor und nach jeder Meßserie wird ein Kontrollinterferogramm angefertigt. Die aufgenommenen Spektren werden von einem Kleinrechner übernommen, der Mittelwert und Standardabweichung

chung eines jeden Kanalinhaltes berechnet und flächennormierte Profile erstellt. Die Normierung erstreckt sich auf Wellenlängenbereiche von $\Delta\lambda = \pm 1.0$ nm bei der niedrigen Elektronendichte und $\Delta\lambda = \pm 1.5$ nm bei $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ um das Linienzentrum. Ein Vergleich mit berechneten Linienprofilen zeigt, daß hierbei der Normierungsfehler auf unter 1% beschränkt bleibt. Einen wesentlich erheblicheren Einfluß auf einen flächennormierten Profilvergleich kann die dem Profil überlagerte Kontinuumstrahlung nehmen. Insbesondere ist bei den Untersuchungen in den Gasgemischen eine sorgfältige Korrektur der Profile bezüglich der Untergrundintensität erforderlich, wie es im Kapitel 4.3.1. noch ausführlich behandelt wird. Die Messungen im reinen Helium bedürfen bis auf die Singulettlinie bei der hohen Elektronendichte keiner Untergrundkorrektur. In diesem Fall wird der Untergrund im fernen Flügelverlauf der Linie $\Delta\lambda > 1.5$ nm ermittelt. Mit Hilfe der üblichen Rückspiegelmethode ist überprüft worden, daß die Linienemission aus einer optisch dünnen Schicht erfolgt. Bei allen untersuchten Linien kann die optische Dicke vernachlässigt werden, wie es bereits die Resonanzlinie HeI 389 nm in Abb.13 a) zeigt.

Der He-Ne Laser des Interferometeraufbaus eignet sich gleichzeitig zum Justieren der optischen Achse des Spektrometers mit der Achse des Entladungsgefäßes und als Wellenlängenstandard. Die Heliumlinien der Laserentladung legen die unverschobenen Positionen $\Delta\lambda = 0$ der untersuchten Heliumlinien fest, während sich die zahlreichen Neonlinien zur Bestimmung der Dispersion eignen, die zu 9.3 pm/Kanal bei $\lambda = 447$ nm bzw. 8.9 pm/Kanal bei 492 nm ermittelt wird.

Die Linearität der Übertragungsfunktion des OMA-Systems ist mit kalibrierten Graugläsern und einer Wolfram-Bandlampe überprüft worden. Über einen Bereich von drei Dekaden, der dem dynamischen Bereich des Systems entspricht, wird keine

Abweichung von der Linearität festgestellt. Im gepulsten Betrieb des OMA wird eine Verzerrung der Nulllinie beobachtet. Diese ist einer Einstreuung des Öffnungsimpulses der Bildverstärkerstufe auf den Vidikon-Vorverstärker zuzuschreiben. Die Verformung der Nulllinie, wird dadurch korrigiert, daß sowohl Signal als auch Dunkelstrom nacheinander aufgenommen werden, wobei die Aufnahme des Untergrundes ohne Plasma, aber unter sonst identischen Bedingungen erfolgt. Die anschließende Subtraktion des Untergrundes wird extern von dem Kleinrechner vorgenommen.

4.2. Untersuchungen in reinen Heliumplasmen

Im folgenden werden die Ergebnisse der Profilmessungen der Spektrallinien $2P + 4D$, $4F$ bei $\lambda = 447 \text{ nm}$ und 492 nm zunächst im reinen Heliumplasma dargestellt. Zum quantitativen Vergleich mit theoretischen Starkprofilen werden Rechnungen nach der Modellmikrofeld-Methode und der "Unified Theory" nach BCS II sowie der quasistatische Grenzfall nach BCS I hinzugezogen. Die BCS II-Profile liegen tabellarisch nur für $T_e = T_i = T_o$ vor. Wie jedoch ein Vergleich der MMM-Profile bei unterschiedlichen Elektronentemperaturen $T_e = 15\,000 \text{ K}$ und $T_e = 20\,000 \text{ K}$, aber sonst identischen Parametern gezeigt hat, übt die Elektronentemperatur nur einen geringen Einfluß auf die Starkverbreiterung aus. Daher wird die Gas- bzw. Ionentemperatur als die für den Profilvergleich maßgebliche Temperatur gewählt. Letzteres erscheint sinnvoll, weil in diesem Experiment stets $T_e > T_o$ ist und somit ein Vergleich bezüglich T_e die Ionendynamik und den Dopplereffekt in der Theorie überbetonen würde. Zum aktuellen Temperaturwert wird linear interpoliert. Die MMM-Profile wurden freundlicherweise von Dr. G. Nollez für die vorliegenden Plasmadaten berechnet und zur Verfügung gestellt /17/.

4.2.1. Ergebnisse

Das Linienprofil des Triplettübergangs bei der niedrigen Elektronendichte $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ zeigt Abb.18. Bei dieser und den folgenden Messungen bezieht sich $\Delta\lambda = 0$ auf die unverschobene Position des stärksten Multipllettübergangs $2^3\text{P}_{1,2} \rightarrow 4^3\text{D}$ bei $\lambda = 447.148 \text{ nm}$ /45/. Der Vergleich zeigt, daß keine der Theorien den gesamten Profilverlauf richtig beschreibt. Im Bereich der erlaubten Komponente weist die Messung eine gute Übereinstimmung mit dem MMM-Profil auf, während BCS II im Linienmaximum und im nahen roten Flügelbereich infolge einer erhöhten Verbreiterung erhebliche Abweichungen erkennen läßt. Ferner ist die Rotverschiebung dieser Komponente bei BCS II offensichtlich, wie bereits die Rechnungen für reine Ionenverbreiterung im Kapitel 2.5. angedeutet haben und somit vorwiegend in der Ionendynamik begründet ist. Die verbotene Komponente weist gegenüber den Theorien eine zusätzliche Verbreiterung auf, woraus eine geringere Intensität im Maximum resultiert. Der Unterschied beträgt hierbei zu den beiden dynamischen Theorien noch mehr als 20%, der eindeutig den eingezeichneten Fehlerbalken der Messung übertrifft. Die Intensität im Tal stimmt mit der von BCS II vorhergesagten überein, während sie bei MMM ca. 10% höher ist. Der Abstand der Maxima beider Komponenten ist etwas größer als es MMM angibt, entspricht jedoch dem von BCS II. Insgesamt zeigt die "Unified Theory" eine leichte Rotverschiebung der erlaubten und verbotenen Komponente.

Abb.19 zeigt dieselbe Linie bei $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Es lassen sich prinzipiell ähnliche Tendenzen feststellen wie bei der niedrigeren Elektronendichte. Wiederum ist im Vergleich zu den Theorien der Bereich des verbotenen Übergangs im Experiment weniger ausgeprägt. Das Maximum der verbotenen Komponente weist weniger und das Tal entsprechend mehr Intensität auf. Die erlaubte Linie wird recht gut durch MMM wiedergegeben,

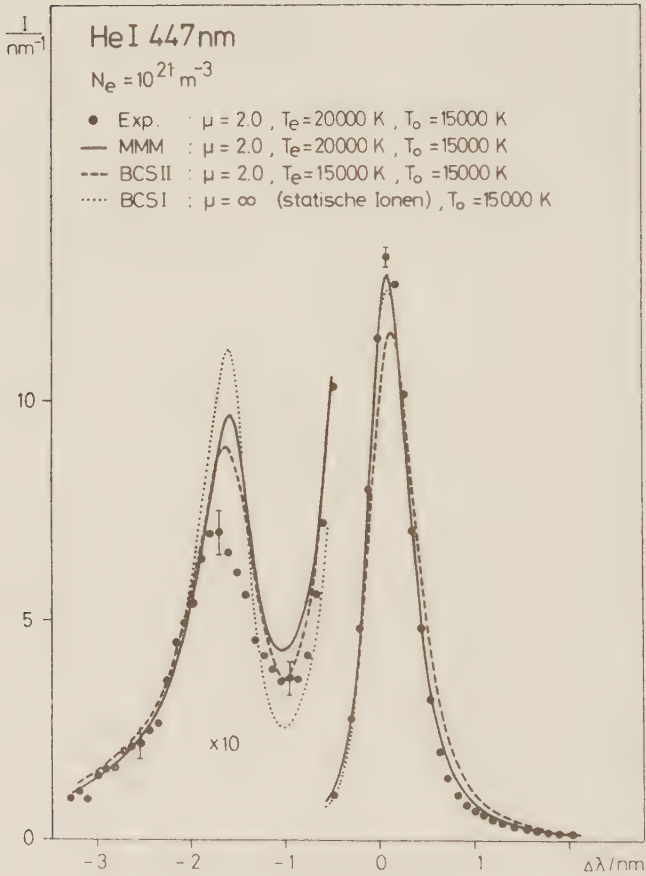


Abb.18: Vergleich des gemessenen Linienprofils von HeI 447 nm mit BCS II und MMM sowie dem statischen Grenzfall bei $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$

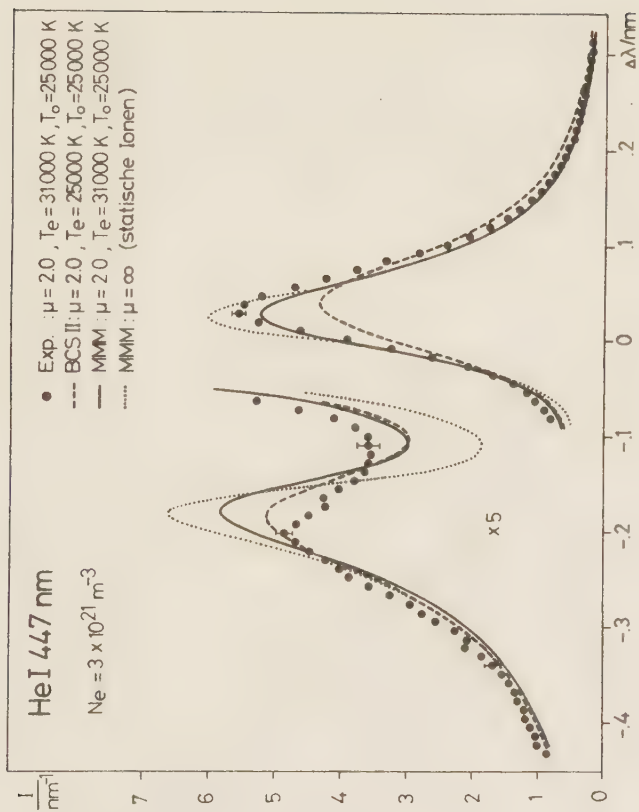


Abb.19: Wie Abb.18, jedoch $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

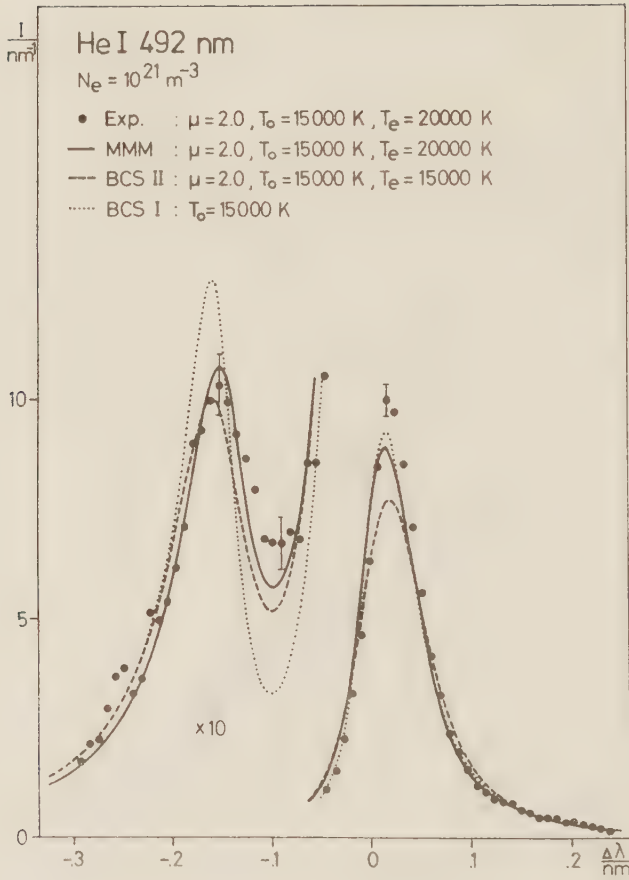


Abb.20: Vergleich des gemessenen Linienprofils von He I 492 nm mit BCS I, BCS II und MMM bei $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$

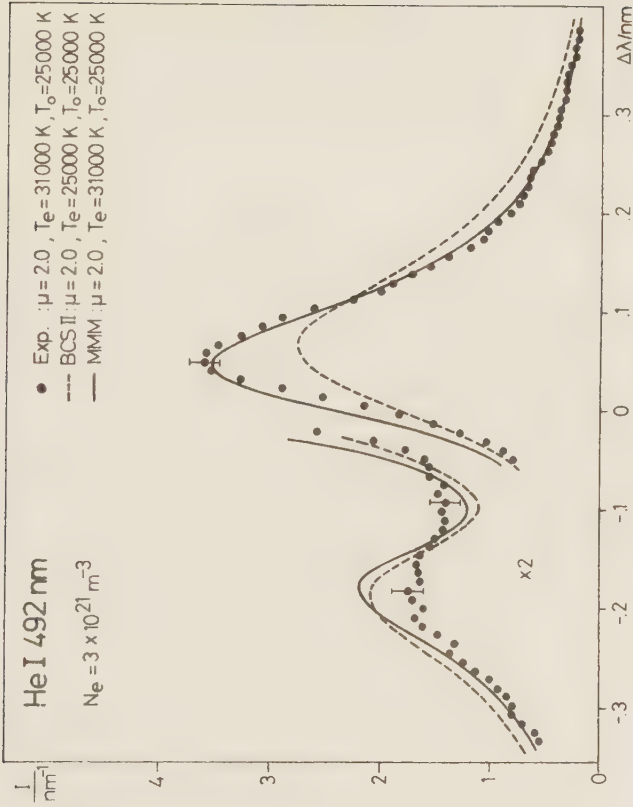


Abb.21: He I 492 nm im Vergleich mit BCS II und MMM bei
 $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

obwohl in der Lage des Maximums das MMM-Profil infolge des asymmetrischen Verlaufs eine geringere Verschiebung aufweist. Hingegen zeigt das fast symmetrische Profil von BCS II insbesondere im nahen roten Flügel starke Abweichungen von dem experimentellen Befund. Zum Vergleich ist ebenfalls ein Profil mit ruhenden Ionen eingetragen, das durch die MMM-Rechnung mit $\mu = \infty$ repräsentiert wird.

Für die entsprechende Singulettlinie HeI 492 nm ist der Sachverhalt ähnlich. Die Abb.20 und 21 zeigen die Resultate bei $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ bzw. $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Im Gegensatz zur Triplettlinie stimmt die Messung bei der niedrigen Dichte in der Spitzenintensität der verbotenen Komponente mit MMM und BCS II innerhalb der Streuung überein, während das Tal bei beiden Theorien noch zu ausgeprägt ist und außerhalb der Meßfehler liegt. Ein ursprünglich durchgeführter Vergleich dieser Messung mit dem berechneten MMM-Profil /46/ zeigte im Bereich der verbotenen Linie markante Unstimmigkeiten. Die MMM-Rechnung wies einen um 10% kleineren Komponentenabstand und gleichzeitig eine merkliche Überhöhung der verbotenen Komponente auf. Ein derartiger Effekt kann durch die eventuelle Ungenauigkeit der atomaren Energieniveaus 4^1F und 4^1D bedingt sein, die nicht nur die Lage der verbotenen Komponente sondern in der Störungstheorie 2. Ordnung infolge der quadratischen Abhängigkeit von dem Niveaubestand auch deren Intensität beeinflusst /41/. Benutzt man für den Abstand $\Delta\omega_{\text{FD}}$ nicht den Wert nach Wiese et al. /43/, der nur auf eine Ziffer genau angegeben ist ($\Delta\omega_{\text{FD}}/2\pi c = 5 \text{ cm}^{-1}$), sondern den genaueren nach Martin /47/ ($\Delta\omega_{\text{FD}}/2\pi c = 5.5 \text{ cm}^{-1}$), welcher auch von BCS II verwendet wird, so ergibt sich eine wesentliche Verbesserung der Übereinstimmung, wie es in Abb.20 dargestellt ist.

Bei der hohen Elektronendichte ist die Diskrepanz zwischen Experiment und der Theorie nach BCS II erheblich, während die MMM-Rechnung mit Ausnahme der Strukturierung bei der verbotenen Komponente die Messung sehr gut beschreibt.

Generell ist festzuhalten, daß in allen Fällen die Modellmikrofeld-Methode das Profil der erlaubten Komponente gut wiedergibt, während BCS II bezüglich der Strukturierung im Bereich der verbotenen Linie und hinsichtlich des Komponentenabstandes bessere Resultate zeigt.

4.2.2. Diskussion der temperaturabhängigen Effekte

Eine Variation der Gas- bzw. Iontemperatur ohne Änderung der übrigen Plasmaparameter kann in diesem Experiment nicht durchgeführt werden. Um den ionendynamischen Einfluß auf die Starkverbreiterung zu untersuchen, der allein von der Temperatur abhängt, werden die Ergebnisse von Helbig und Ehrich /11/ hinzugezogen. Sie untersuchten in einem Helium-Kaskadenbogen ebenfalls die quasientarteten Heliumlinien $\lambda = 447$ nm und 492 nm auf ionendynamische Effekte, wobei die Gastemperatur unter Ausnutzung von Nichtgleichgewichtseffekten der Helium-Bogenentladung variiert wurde. Da diese Messungen auch mit einem OMA-System durchgeführt wurden, sollte der apparative Einfluß auf die Profilform dem dieser Arbeit ähnlich sein.

Einen Vergleich mit den Ergebnissen von Helbig und Ehrich an der Tripletlinie zeigt Abb.22. Die Elektronendichte ist in allen drei Fällen gleich ($N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$), während die Gastemperatur von 4 200 K bis 15 000 K variiert. Die unterschiedlichen Elektronentemperaturen sollten sich aus bereits erwähnten Gründen bei diesem Vergleich nur gering auswirken. Die von Helbig und Ehrich beobachtete Tendenz, daß mit zunehmender Temperatur die Strukturierung der verbotenen Komponente, insbesondere die Spitzenintensität, abnimmt, wird durch die Messung dieses Experiments mit $T_0 = 15\,000$ K fortgesetzt. Neben diesem wesentlichen Resultat verbleiben einige uneinheitliche

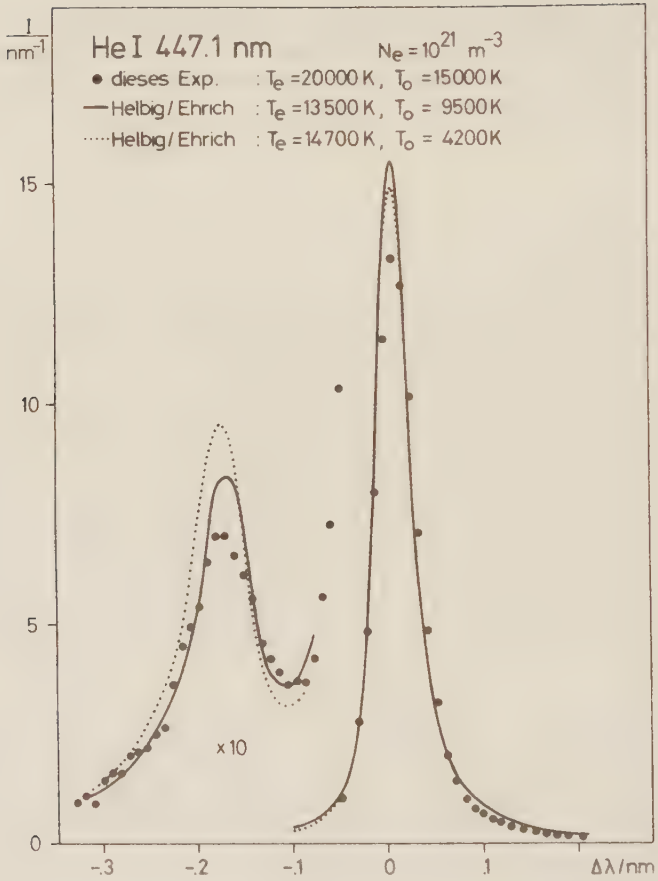


Abb.22: HeI 447 nm im Vergleich mit den Ergebnissen von Helbig und Ehrich /11/

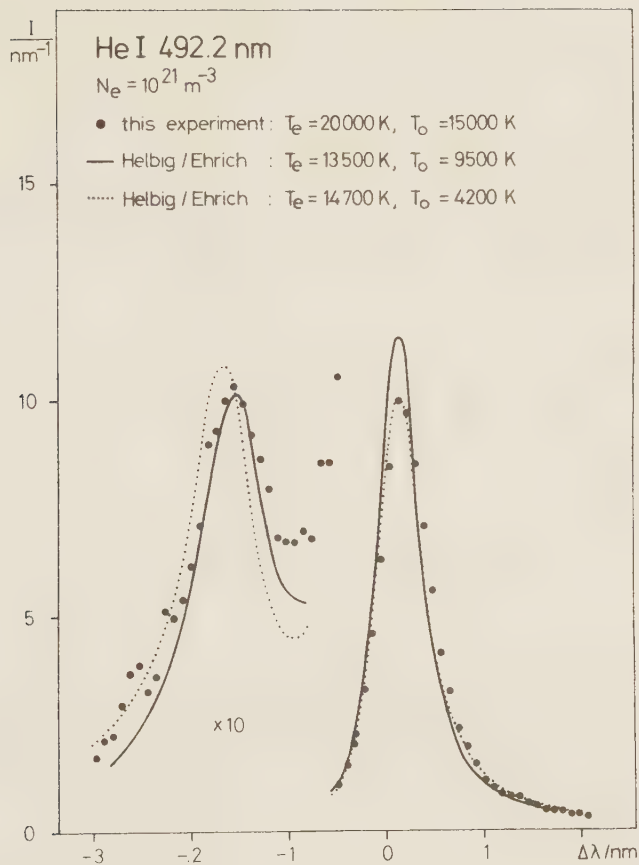


Abb.23: HeI 492 nm im Vergleich mit den Ergebnissen von Helbig und Ehrich /11/

Trends. Die genannten Autoren stellten eine Verschmälerung der erlaubten und verbotenen Komponente bei Erhöhung der Temperatur von 4 200 K auf 9 500 K fest, während das Profil bei der höchsten Temperatur $T_0 = 15\,000\text{ K}$ breiter ist. Dies spiegelt sich bei flächennormierter Auftragung in der niedrigeren Spitzenintensität der erlaubten Komponente wider. Diese Diskrepanz kann nicht durch die zusätzliche Dopplerverbreiterung erklärt werden. Eine Verringerung des Komponentenabstandes mit zunehmender Ionendynamik wird durch die Messung bei 15 000 K ebenfalls nicht bestätigt.

Abb.23 zeigt den analogen Vergleich bei der Singulettlinie. Hier sind die ionendynamischen Trends durch Temperaturvariation nicht so ausgeprägt wie bei der Tripletlinie. Die Unterschiede in der Spitzenintensität der verbotenen Komponente liegen innerhalb der Fehlergrenzen, während die Auffüllung des Tals mit zunehmender Temperatur tendenziell fortgesetzt wird. Auch bei dieser Linie lassen sich bezüglich der Verringerung des Komponentenabstandes und der Verschmälerung des erlaubten Übergangs bei Erhöhung der Temperatur auf 15 000 K keine einheitlichen Trends feststellen.

Neben diesem quantitativen Vergleich des gesamten Profilverlaufs können auch einzelne markante Punkte des Profils auf systematische Trends der Ionendynamik untersucht werden. Eine Größe, die ein Maß für die Strukturierung bei Linien mit einer Einsattelung ist, stellt der sogenannte "relative Dip" dar. Dieser ist definiert zu $1 - I_{\min}/I_{\max}$, wobei mit $I_{\min}$ die Intensität im Tal bezeichnet ist. Im Gegensatz zu der üblichen Definition bezieht sich in diesem Fall $I_{\max}$ nur auf die Spitzenintensität des verbotenen Übergangs und stellt nicht das arithmetische Mittel beider Komponenten dar. Dies ist insofern sinnvoll, weil die Ionendynamik im wesentlichen nur den Bereich der verbotenen Komponente modifiziert und ansonsten dem uneinheitlichen Verhalten der starken erlaubten

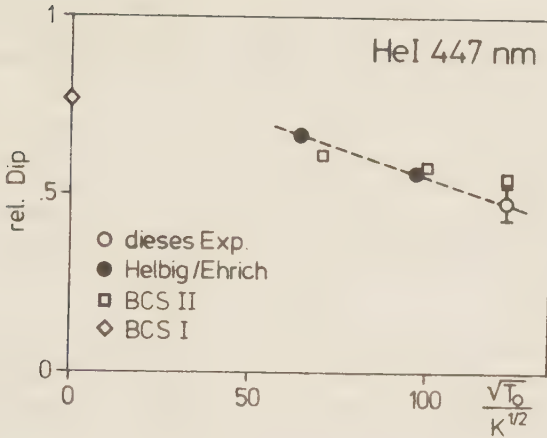


Abb.24: Strukturierung der Heliumlinie $\lambda = 447 \text{ nm}$ in Abhängigkeit von $\sqrt{T_0}$ ($N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$)

Komponenten in den beiden Experimenten zuviel Bedeutung beigegeben würde. Ferner bleiben auf diese Weise etwaige Schwankungen in der Elektronendichte unberücksichtigt, die sich vorwiegend auf die Spitzenintensität des erlaubten Übergangs auswirken. Abb.24 zeigt den relativen Dip als Funktion von $\sqrt{T_0} \propto \bar{v}_r$ für die drei Messungen der Linie HeI 447 nm. Die Abhängigkeit des Dip von der Temperatur gibt das bereits aus dem Profilvergleich erhaltene Resultat wieder, daß mit zunehmender Dynamik die Strukturierung abnimmt. Sowohl für die experimentellen als auch für die berechneten Daten ist ein weitgehend linearer Verlauf festzustellen, wobei die Theorie (BCS II) eine schwächere Abhängigkeit aufweist. Die Extrapolation auf $T_0 = 0$ läßt innerhalb der Meßfehler den durch BCS I dargestellten quasistatischen Grenzfall erwarten.

4.3. Untersuchungen in Mischplasmen

Die Variation der Masse des Störions kann benutzt werden, um die mittlere Relativgeschwindigkeit zwischen strahlendem Atom und Störion $\bar{v}_r \propto (T_o/\mu)^{1/2}$ deutlich zu verändern. Zu diesem Zweck werden Helium-Argon und Helium-Wasserstoff Gemische eingesetzt. Für Argonstörer beträgt die reduzierte Masse $\mu = 3.64$ und unterscheidet sich nur wenig von dem Grenzwert $\mu = 4$, der sich für Ionen mit unendlicher Masse ergibt. Auf der anderen Seite wird durch das Wasserstoffgemisch der dynamische Grenzfall mit $\mu = 0.8$ realisiert.

In der Praxis ist eine Variation der Störermasse bei konstanten Plasmaparametern wegen der unterschiedlichen Ionisationsenergien der beteiligten Elemente nicht durchführbar, wie aus der Tabelle 2 im Kapitel 3.4. hervorgeht. Da die Gastemperatur im Argonplasma deutlich niedriger ist als im reinen Heliumplasma, ergibt sich hieraus eine erwünschte weitere Reduzierung des Parameters $(T_o/\mu)^{1/2}$. Die Untersuchungen im He-Ar Mischplasma sollten daher eine bessere Realisierung des statischen Grenzfalls ergeben, als allein die Variation von μ erwarten läßt.

Die Linienprofilmessungen im Helium-Wasserstoff Gemisch sind mit der Problematik der Überlagerung von Wasserstoff-Moleküllinien verknüpft. Wie bereits erwähnt, können diese die Interpretation von ionendynamischen Effekten im Linienprofil beeinflussen. Es wird dennoch dieses System gewählt, da es die einzige Möglichkeit darstellt, die Dynamik der Ionen gegenüber dem System He-He⁺ deutlich zu erhöhen. Hinzu kommt, daß Wasserstoff-Moleküllinien für die Profilmessungen nur in den Randzonen vor den Fenstern des Entladungsgefäßes störend in Erscheinung treten. Der Zusatz von molekularem Wasserstoff in ein gereinigtes Entladungsgefäß ist unkritisch, da der Wasserstoff im Plasma vorwiegend dissoziiert ist und vor der Wand erst assoziieren muß. Diese Situation ist jedoch viel

günstiger als der Fall des ungeheizten Rohres, dessen Innenwände mit einer Hunderte von Moleküllagen starken Wasserschicht bedeckt sind, die ein beliebig großes Reservoir an Verunreinigungen der Randzone darstellt.

4.3.1. Helium-Argon Gemisch

Die Aufnahme der Helium-Linienprofile erfolgt unter den im Kapitel 3.4. aufgeführten Entladungsbedingungen. Für die flächennormierte Auswertung der Profile ist eine Untergrunds- und Störlinienkorrektur notwendig. Wie die Untersuchungen zur Ar^+ -Dominanz im Kapitel 3.3.2. gezeigt haben, beeinflusst der Heliumzusatz das Plasmaverhalten der Argonentladung nicht. Daher wird das unterliegende Argonkontinuum einer reinen Argonentladung gleichen Partialdrucks entnommen und mit dem asymptotischen Grenzwert im fernen Flügel der Heliumlinie verglichen. Beide Verfahren liefern wegen der Argonähnlichkeit der Entladung gleiche Resultate. Insbesondere geben die reinen Argonentladungen Aufschluß darüber, daß schwache Argonlinien im interessierenden Spektralbereich nicht störend in Erscheinung treten. Die ArII -Linie bei $\lambda = 447.48 \text{ nm}$ im roten Flügel der Tripletlinie kann in Anbetracht ihrer geringen Linienbreite einfach subtrahiert werden. Bei der hohen Elektronendichte ist jedoch das Intensitätsverhältnis der Heliumlinie zu der starken benachbarten ArII -Linie bei $\lambda = 448.18 \text{ nm}$ so ungünstig, daß bei einer für die Profilmessung notwendigen Lichtausbeute der Heliumlinie die Argonlinie zu einer Überbelichtung des OMA führt. Die Übersteuerung hat eine Verzerrung des Linienprofils zur Folge. Dieser Störeinfluß kann jedoch durch eine geeignete Wellenlängeneinstellung des Spektrometers unterdrückt werden, indem die betreffende ArII -Linie außerhalb des von dem OMA-Target erfaßten Spektralbereichs liegt.

Abb.25 zeigt die Linie $\lambda = 447 \text{ nm}$ bei einer Elektronendichte $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Zum Vergleich stehen die MMM-Rechnung und die statische Theorie nach BCS I zur Verfügung. Starkprofile nach BCS II für Ar^+ -Störionen sind tabellarisch nicht zugänglich. Die erlaubte Komponente wird im gesamten Verlauf durch die Theorien gut beschrieben, wobei BCS I eine geringere Spitzenintensität aufweist. Bei der verbotenen Komponente ist das Resultat bezüglich der Spitzenintensität und des Flügelverlaufs ähnlich. Hier ist innerhalb der Meßfehler eine Annäherung durch MMM abzulesen, während BCS I wegen des statischen Charakters eine geringfügig höhere Intensität vorhersagt. Die ausgeprägten Diskrepanzen finden sich im Bereich des Tals. Hier ist bei den Meßpunkten eine starke Strukturierung zu beobachten, die eher dem statischen Grenzfall entspricht. MMM zeigt wegen des Unterschiedes der reduzierten Masse von $\mu = 3.64$ zu $\mu = \infty$ bei BCS I einen dynamischeren Verlauf, der nicht durch die experimentellen Fehler überdeckt wird.

Abb.26 zeigt das Resultat bei $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Auch in diesem Fall wird die erlaubte Linie hinsichtlich des Flügelverlaufs und der Spitzenintensität mit der dynamischen MMM-Rechnung ($\mu = 3.64$) in guter Übereinstimmung gefunden. Lediglich in der Lage des Maximums weist MMM analog zu dem Ergebnis in dem He-He^+ System eine geringere Verschiebung als das Experiment auf. Im Bereich der verbotenen Linie treten Diskrepanzen auf, die nicht den Befund bei der niedrigen Elektronendichte fortsetzen. Die Tiefe des Tals stimmt mit MMM überein, während in der Intensität der verbotenen Komponente Unterschiede von 25% festzustellen sind. MMM zeigt eine stärkere Strukturierung als die Messung. Im Gegensatz zu der niedrigen Dichte findet man keine so ausgeprägte Annäherung an den statischen Grenzfall, der hier von MMM für $\mu = \infty$ dargestellt wird.

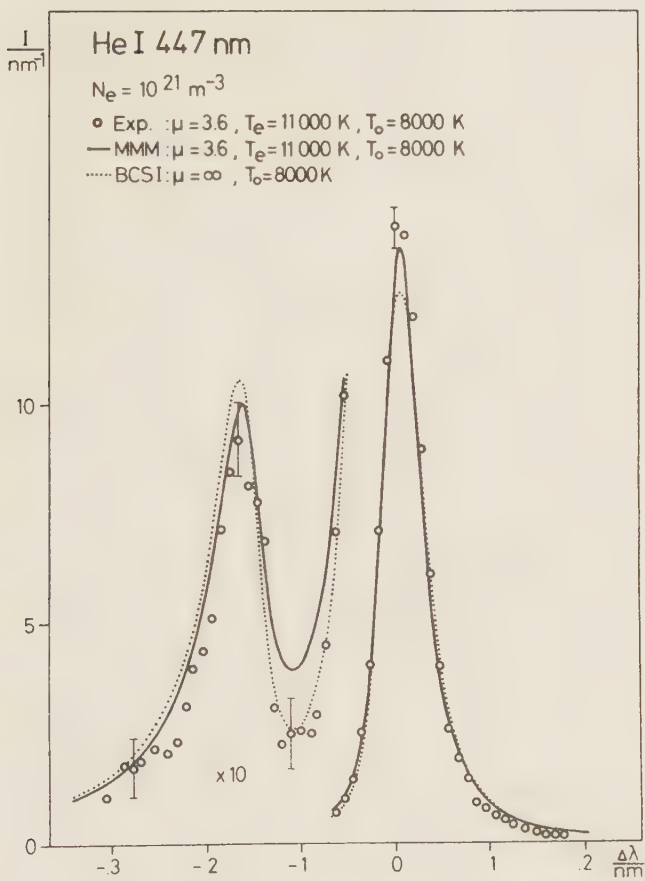


Abb.25: He I 447 nm im He-Ar Gemisch im Vergleich mit BCS I und MMM ($N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$)

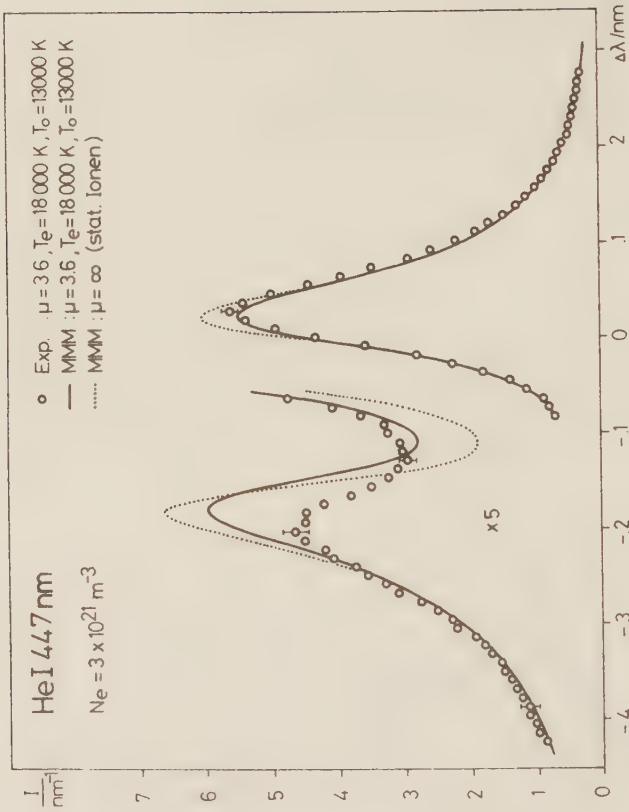


Abb.26: He I 447 nm im He-Ar Gemisch im Vergleich mit MMM
 bei $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

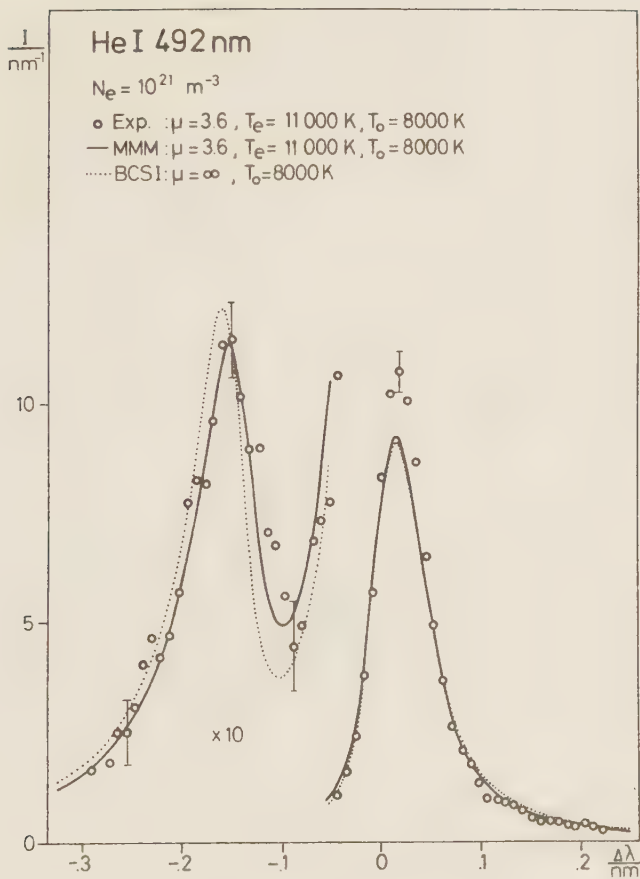


Abb.27: HeI 492 nm mit Ar^+ -Störionen im Vergleich mit BCS I und MMM bei $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$

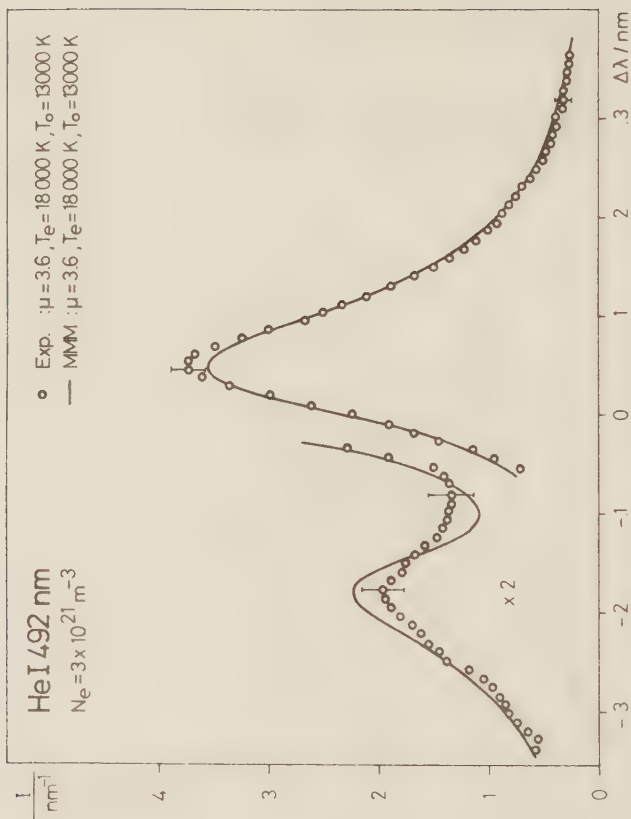


Abb.28: He I 492 nm mit Ar^+ -Störionen im Vergleich mit MMM
 $(N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3})$

Die entsprechenden Ergebnisse zur Linie des Singulettsystems sind in den Abb.27 und 28 dargestellt. Bei der niedrigen Dichte (Abb.27) führen die Theorien zu einer im Intensitätsverlauf der verbotenen Komponente akzeptablen Übereinstimmung. Die Streuung der Meßdaten läßt hierbei nicht die eindeutige Annäherung an den quasistatischen Grenzfall erkennen, wie sie bei der entsprechenden Linie im Triplettsystem beobachtet wird. Die erlaubte Komponente weist im Experiment eine geringere Verbreiterung auf, die an dem Intensitätsunterschied im Maximum deutlich wird.

Die Situation bei $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ (Abb.28) gleicht dem Befund bei der Tripletlinie. Mit Ausnahme der verbotenen Linie wird die Messung gut durch die MMM-Theorie beschrieben. Letztere läßt im Talbereich eine stärkere Profilstrukturierung erwarten, als es das Experiment vorgibt.

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß die Heliumprofile mit Argonstörern sich dem erwarteten statischen Grenzfall annähern. Während bei der hohen Elektronendichte die Modellmikrofeld-Methode im Vergleich zur Messung ein noch zu statisches Verhalten aufweist, kehren sich die Verhältnisse bei der niedrigen Dichte und Gastemperatur um.

4.3.2. Helium-Wasserstoff Gemisch

Die Auswertung der Linienprofile mit Wasserstoff als Ionensorte erfordert eine experimentelle Überprüfung auf Wasserstoff-Molekülstrahlung. Hierzu wird das starke H_2 -Bandenspektrum bei $\lambda = 465 \text{ nm}$ untersucht /48/. In der gepulsten Entladung können keine dieser Linien nachgewiesen werden. Dieser Befund läßt den Schluß zu, daß Wasserstoff-Moleküllinien zwar nicht grundsätzlich ausgeschlossen werden können, deren

Einfluß jedoch auf die Profile und somit auf die Interpretation der ionendynamischen Effekte vernachlässigt werden kann. Restliche, als Quasikontinuum vorliegende, einzeln nicht auflösbare Molekularstrahlung wird bei der Subtraktion des Wasserstoffkontinuums berücksichtigt. Der Untergrund wird dabei dem asymptotischen Flügelverlauf entnommen. Die jeweils benachbarten Wasserstofflinien H_β ($\lambda = 486 \text{ nm}$) und H_γ ($\lambda = 434 \text{ nm}$) haben auch bei der hohen Elektronendichte $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ keine Auswirkungen auf die Flächennormierung der Heliumlinien.

In den Abb. 29 bis 32 sind die Ergebnisse für die vier untersuchten Fälle des Systems He-H^+ aufgetragen. Grundsätzlich ergeben sich die gleichen Abweichungen zu den Theorien MMM und BCS II, wie sie bereits für das System He-He^+ beobachtet worden sind. Auch für den Fall hoher Störergeschwindigkeit zeigt weder die "Unified Theory" noch die Methode des Modellmikrofeldes eine einheitliche korrekte Beschreibung des experimentellen Befundes. Während generell die erlaubte Komponente in ihrem Gesamtverlauf gut durch die MMM-Theorie angenähert wird, kehren sich die Verhältnisse bei der verbotenen Komponente um. Hier zeigt BCS II bezüglich der relativen Einsattelung und Lage des Maximums eine vergleichsweise bessere Darstellung. Es bleibt festzuhalten, daß im Bereich der verbotenen Linie im Experiment eine stärkere Verschmierung der Struktur gegenüber den Theorien zu beobachten ist. Eine Ausnahme bildet hierbei der Singulettübergang bei der niedrigen Elektronendichte (Abb. 31), bei dem eine Übereinstimmung mit der MMM-Rechnung zu finden ist.

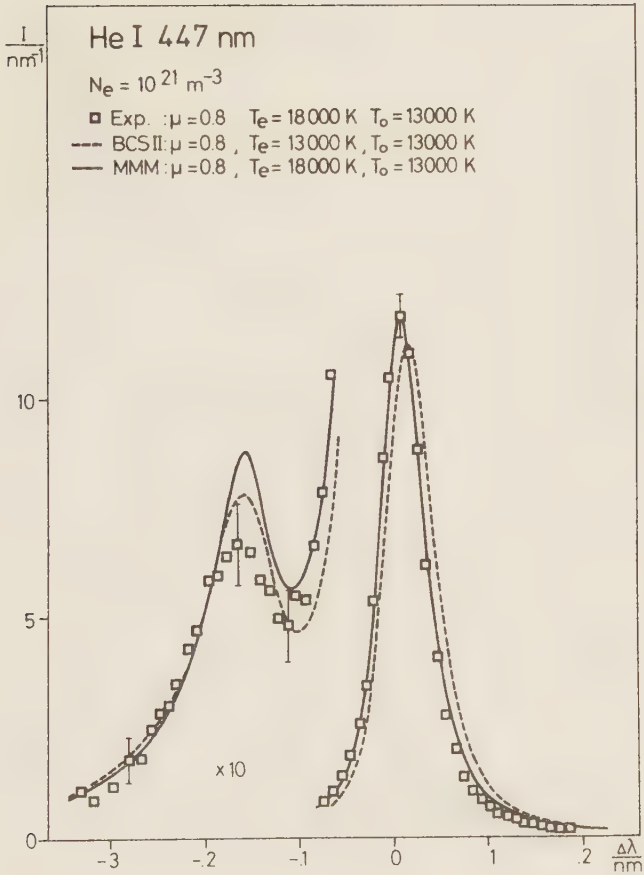


Abb.29: HeI 447 nm mit H^+ -Störionen im Vergleich mit BCS II und MMM bei $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$

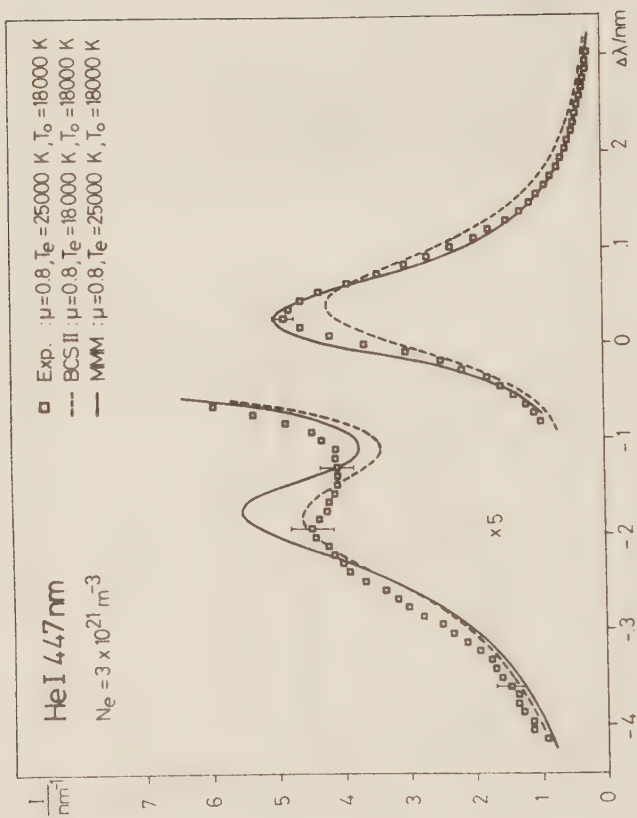


Abb.30: Wie Abb.29, jedoch $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

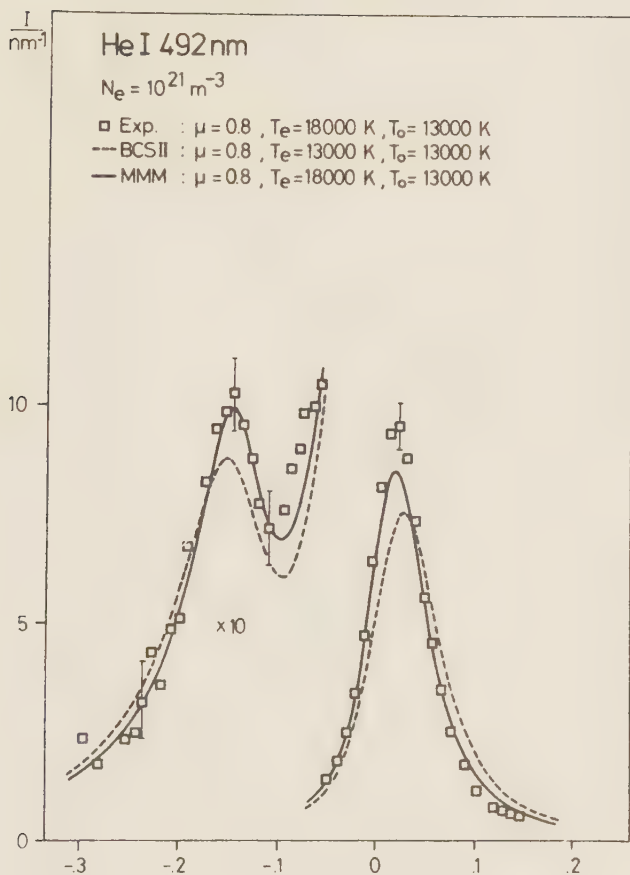


Abb.31: He I 492 nm im He-H₂ Gemisch im Vergleich mit BCS II und MMM bei $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$

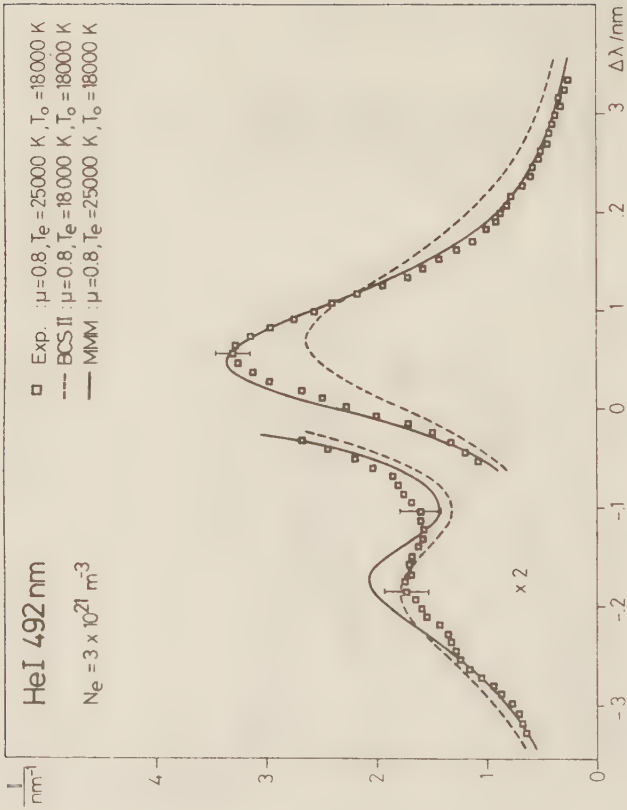


Abb.32: Wie Abb.31, jedoch $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

4.3.3. Vergleich der Ergebnisse für unterschiedliche reduzierte Massen

Während bisher der Vergleich der Linienprofile mit den theoretischen Vorhersagen im Vordergrund gestanden hat, werden in diesem Kapitel die Auswirkungen der unterschiedlichen Ionensorten H^+ , He^+ und Ar^+ auf die experimentell ermittelten Profile näher untersucht.

Für die niedrige Elektronendichte $N_e = 10^{21} m^{-3}$ zeigen die Abb.33 und 34 einen Vergleich der Messungen zu den verschiedenen reduzierten Massen $\mu = 0.8, 2.0$ und 3.64 bei den Linien $\lambda = 447$ nm und 492 nm. Als Anhaltspunkt ist der statische Grenzfall $\mu = \infty$ eingetragen. Die geringen Abweichungen der Meßdaten voneinander bestätigen die theoretische Vorhersage, daß die Ionenbewegung auf die erlaubte Komponente nur einen geringen Einfluß ausübt. Auf eine Verbreiterung der Linie bei zunehmender Dynamik weist lediglich die geringe, jedoch systematische Intensitätsabnahme im Maximum hin. Im Bereich der verbotenen Komponente sind erhebliche Strukturveränderungen erkennbar. Der Einfluß der Ionendynamik zeigt sich am deutlichsten in der zunehmenden Verbreiterung der Komponente bei steigendem Parameter $(T_0/\mu)^{1/2}$. Hieraus resultiert eine monotone Reduktion der Spitzenintensität und eine gleichzeitige Auffüllung des Tals zwischen den Komponenten. Dieser Befund zeichnet sich deutlich von den Fehlergrenzen ab und ist am ausgeprägtesten bei der Tripletlinie in Abb.33 zu beobachten. Die größten Profilveränderungen zeigen sich in dem System $He-Ar^+$, da hier fast der quasistatische Grenzfall mit ruhenden Ionen realisiert ist, wie es bereits die Beobachtungen beim Theorievergleich ergeben haben. Im Flügelverlauf sind innerhalb der statistischen Streuung der Messungen keine Abweichungen untereinander festzustellen.

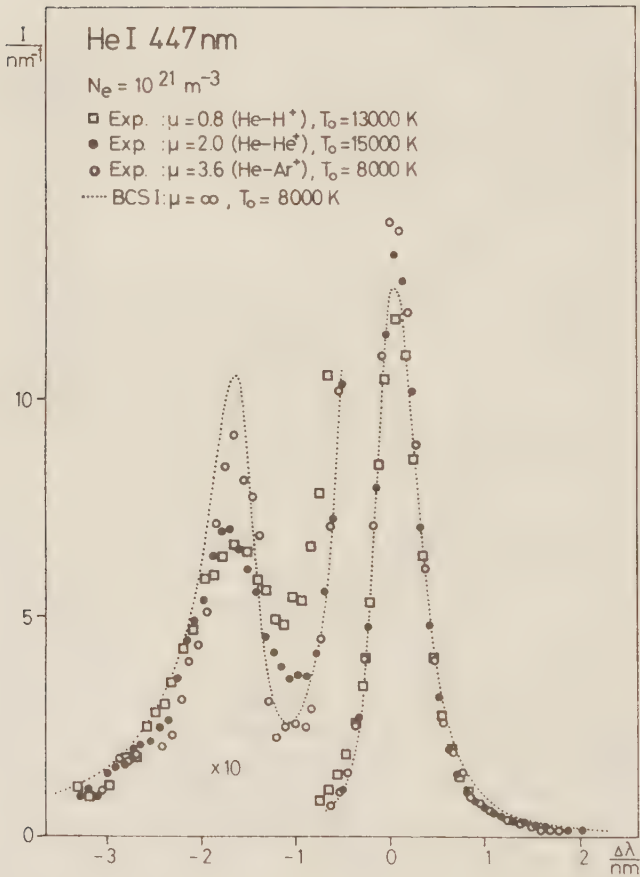


Abb.33: Vergleich der Linienprofile von He I 447 nm für die reduzierten Massen $\mu = 0.8 - 3.64$ ($N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$)

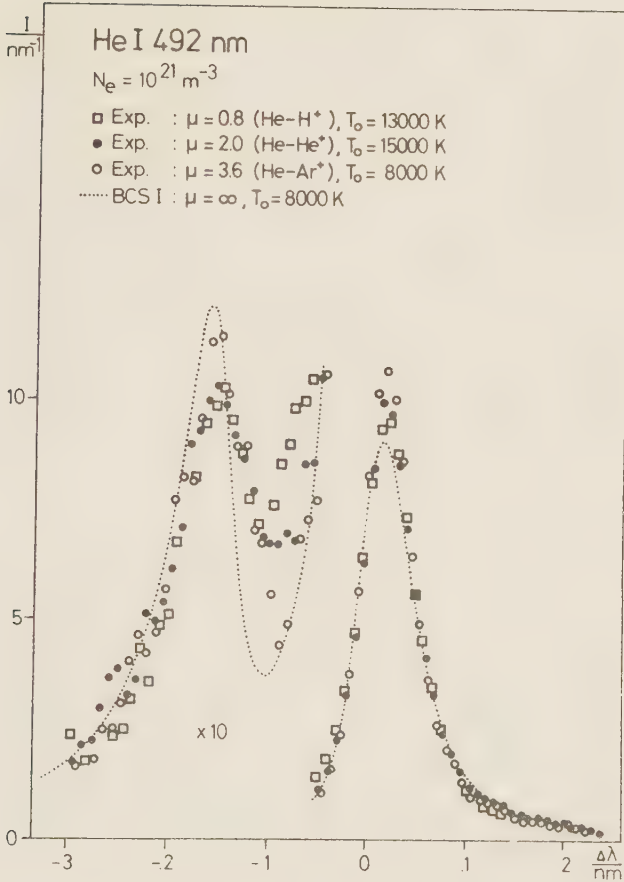


Abb.34: Vergleich der Linienprofile von He I 492 nm für die reduzierten Massen $\mu = 0.8 - 3.64$ ($N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$)

Die Abb.35 und 36 zeigen den entsprechenden Vergleich bei der Elektronendichte $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Auch hier ist generell der systematische Trend erkennbar, daß mit zunehmender Störergeschwindigkeit der Übergangsbereich zwischen den Komponenten aufgefüllt wird. Dies kommt besonders bei der 447 nm - Linie zum Vorschein, während die Intensitäten im Maximum der verbotenen Linie nicht das erwartete Verhalten der niedrigen Dichte zeigen. Die beobachteten Abweichungen liegen hier innerhalb der Meßfehler. Ähnlich verhält es sich bei der Singulettlinie. Die größere Streuung der Meßdaten läßt keine eindeutige Aussage über ionendynamische Effekte zu. Die erlaubte Komponente beider Linien zeigt ein einheitliches Bild. Hier weisen die Messungen mit H^+ -Störionen eine geringfügig stärkere Verbreiterung auf als die Profile mit den schwereren Störionen. In den Flügelbereichen stimmen alle Profile sowohl untereinander als auch mit dem berechneten quasistatischen Grenzfall überein.

Ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen von Fleurier et al. /12/ bei $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ kann nicht durchgeführt werden, da die Profile der Linie HeI 447 nm für die untersuchten Systeme He-H^+ , He-He^+ und He-Ne^+ nicht in flächen- sondern höhennormierter Darstellung vorliegen. Jedoch zeigt ein Vergleich bezüglich der Spitzenintensitäten und des Tals bei Fleurier et al. stets eine ausgeprägtere Profilstrukturierung. Selbst bei dem System He-Ne^+ ($\mu = 3.33$) ist die relative Einsattelung deutlich größer als in diesem Experiment mit den Ar^+ -Störionen ($\mu = 3.64$). Diese Diskrepanzen könnten ihre Ursache in den unterschiedlichen Experimenten haben. Fleurier et al. konnten an ihrer Entladung, dem Plasmajet, keine Laserinterferometrie anwenden und waren daher bei der Elektronendichtebestimmung auf die Starkverbreiterung der zu untersuchenden Heliumlinie $\lambda = 447 \text{ nm}$ angewiesen. Zusätzlich mußten ihre side-on aufgenommenen Linienprofile hinsichtlich der inhomogenen Plasmaschichtung korrigiert werden. Beide

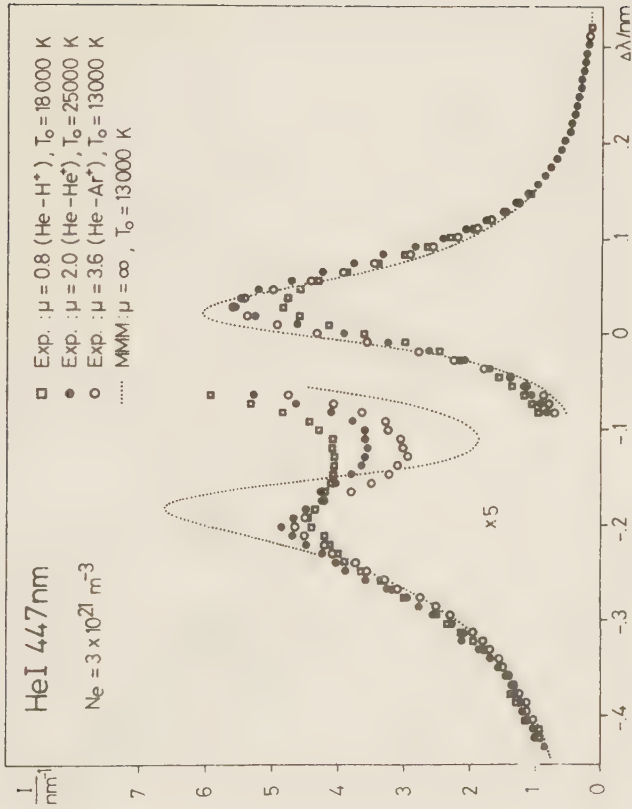


Abb.35: Wie Abb.33, jedoch $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

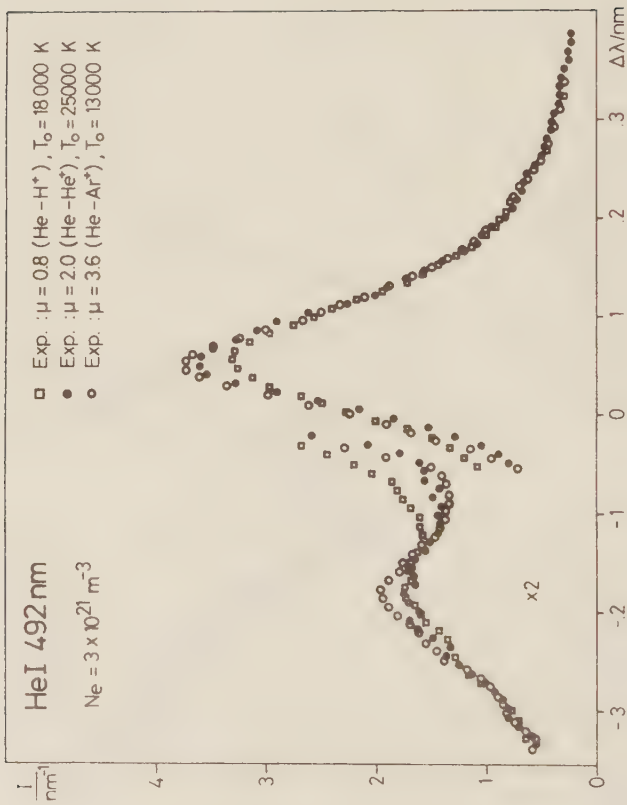


Abb.36: Wie Abb.34, jedoch $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

Aspekte stellen - zum Teil nach eigenen Angaben dieser Autoren - wesentliche Fehlerquellen dar, die in dem vorliegenden Experiment nicht vorhanden sind und die zu den beobachteten Unterschieden führen können.

Ferner stellten Fleurier et al. /49/ fest, daß die Linienprofile mit H^+ -Störern einen bis zu 30% höheren Flügelverlauf aufweisen als die Messungen mit He^+ -Störionen. Dieser Intensitätsanstieg wurde ionendynamischen Effekten zugeordnet, die bislang in den Theorien noch nicht berücksichtigt worden sind. Wie bereits erwähnt, ist in dem vorliegenden Experiment keine Variation der Flügelintensität mit der Ionengeschwindigkeit festzustellen. Die Ursache für diese Diskrepanzen liegt wahrscheinlich in dem höhennormierten Profilvergleich, der die Flügel der mit Wasserstoffionen stärker verbreiterten erlaubten Komponente anhebt.

4.4. Diskussion markanter Profilmerkmale

Während bisher jeweils die gesamte Linienkontur betrachtet worden ist, die somit Aufschluß über noch bestehende grundsätzliche Unterschiede zwischen Experiment und Theorie gegeben hat, sollen im folgenden einzelne markante Aspekte des Profils diskutiert und auf systematische Trends untersucht werden. Zu den wesentlichen charakteristischen Profilgrößen zählen der Abstand von erlaubter zu verbotener Komponente und die Strukturierung des Linienprofils.

Die Profilmessungen haben gezeigt, daß sowohl die Theorie nach BCS II als auch die Methode des Modellmikrofeldes den experimentellen Befund hinsichtlich des Komponentenabstandes nicht zufriedenstellend wiedergeben. Während BCS II eher zu große Werte angibt, ist bei MMM die entgegengesetzte Tendenz

festzustellen. Insbesondere vergrößern sich hierbei die Diskrepanzen zwischen MMM und Experiment mit zunehmender Elektronendichte. Diese Beobachtungen stehen im Einklang mit den im Kapitel 2. aufgestellten Überlegungen und bekräftigen die bestehende Kritik an der Modellmikrofeld-Methode die zeitlich überlappenden, starken Ionenstöße nicht korrekt zu berücksichtigen. Denn letztere sollten bei höheren Elektronendichten an Bedeutung zunehmen.

Ein Maß für die Strukturierung des Linienprofils ist der bereits im Kapitel 4.2.2. eingeführte "relative Dip" = $(I_{\max} - I_{\min})/I_{\max}$. In Abb.37 ist anhand der Meßergebnisse zur Tripletlinie für die niedrige Elektronendichte die Abhängigkeit des Dip von der relativen Ionengeschwindigkeit $(T_o/\mu)^{1/2}$ dargestellt.

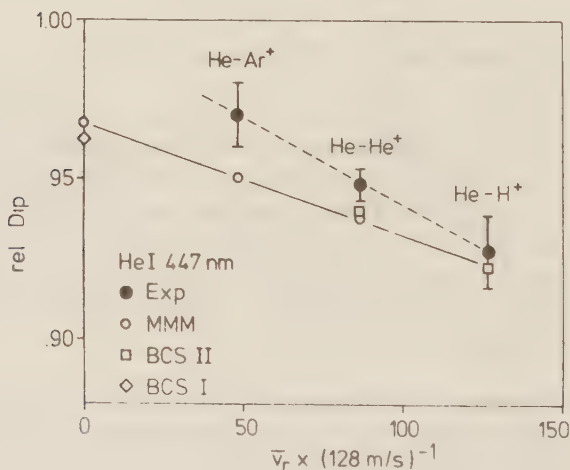


Abb.37: Strukturierung der Linie HeI 447 nm als Funktion der Atom-Störion Relativgeschwindigkeit ($N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$)

Da eine Verfälschung durch unterschiedliche Apparateprofile und Diagnostikmethoden nicht auftritt, bezeichnet $I_{\max}$ bei diesem Vergleich den Mittelwert der Spitzenintensitäten von erlaubter und verbotener Komponente. Es ist einsichtig, daß die Darstellung dieser charakteristischen Profilgröße zwar nicht den wahren Sachverhalt eines quantitativen Profilvergleichs ersetzen kann, jedoch ist ein derartiger Vergleich sinnvoll, um die Systematik ionendynamischer Trends zu verdeutlichen. Wie der Abb.37 zu entnehmen ist, nimmt die Strukturierung mit zunehmender Dynamik erwartungsgemäß ab. Diese Tendenz steht zwar im generellen Einklang mit den berechneten Werten nach BCS II und MMM, aber die experimentellen Daten weisen eine steilere Abnahme auf. Die größte Abweichung ist bei der Situation mit den Argon-Störionen zu beobachten. Hier ist eventuell eine Überbetonung dynamischer Effekte in der Theorie zu suchen, da in der MMM die charakteristische Fluktuationsfrequenz des Ionenfeldes $\nu(E_i)$ aus der Relativgeschwindigkeit zwischen Atom und Ion bestimmt wird, die in diesem Fall im wesentlichen durch die Atombewegung verursacht wird. Ein Atom, das sich durch einen Hintergrund nahezu ruhender Ionen bewegt, sähe allerdings ein Ionenfeld, das parallel und senkrecht zur Bewegungsrichtung auf unterschiedlichen Zeitskalen fluktuiert /50/. Seidel /51/ hat diesen anisotropen Starkeffekt näher untersucht, und Computersimulationen /52/, welche die Korrelation zwischen Doppler- und Starkeffekt berücksichtigen, zeigen die erwartete Tendenz. In der Tat weist im Fall schwerer Störionen das Linienprofil, das den kombinierten Stark-Dopplereffekt beinhaltet, ein weniger dynamisches Verhalten auf als das entsprechende Resultat, bei dem die Ionenbewegung über das μ -Ionen Modell in die Berechnung einbezogen wird, so daß die in Abb.36 bzw. 25 beobachteten Unterschiede in der Profilstrukturierung zwischen Messung und MMM durch das μ -Ionen Modell erklärt werden könnten.

5. ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurden die Linienprofile der Übergänge im Singulett- und Triplettssystem des Heliumatoms $2P \leftarrow 4D, 4F$ mit ihren benachbarten verbotenen Komponenten in reinen Helium- und Heliumgemisch-Plasmen gemessen. Hierzu wurde eine verbesserte Lichtquelle entwickelt, die ein verunreinigungsarmes Plasma erzeugt. Ein wesentlicher Aspekt dieses Experiments ist die laserinterferometrische Elektrodendichtemessung, die eine Genauigkeit von $\Delta N_e/N_e \leq 6\%$ bei den untersuchten Dichten $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ und $N_e = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ erreichen konnte.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten beide Methoden zur Variation des ionendynamischen Parameters $(T_o/\mu)^{1/2}$ angewendet werden. In Verbindung mit den Vorarbeiten von Helbig und Ehrlich konnten die Messungen in reinem Helium den temperaturabhängigen Effekt zu höheren Gastemperaturen erweitern. Die zuvor beobachteten ionendynamischen Trends werden hierbei nur teilweise fortgesetzt. Die Untersuchungen in den Mischplasmen ermöglichten einen von apparativen Unterschieden freien Vergleich der Messungen mit verschiedenen Störionen und wurden bei der niedrigen Dichte von $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ erstmals durchgeführt. Die relative Störergeschwindigkeit wurde über einen weiten Bereich variiert. Die Messungen haben generell gezeigt, daß mit zunehmender Störergeschwindigkeit die Strukturierung im Bereich der verbotenen Komponente systematisch abnimmt, während die Ionendynamik auf die erlaubte Komponente erwartungsgemäß nur einen geringen Einfluß hat.

Die zur Diskussion stehenden Starkverbreiterungstheorien der Modellmikrofeld-Methode und der "Unified Theory" nach Barnard et al. stellen gegenüber der quasistatischen Ionenbehandlung eine deutliche Annäherung an den experimentellen Befund dar, jedoch konnte eine im gesamten Profilverlauf zufriedenstellende

Beschreibung nicht festgestellt werden. Im Bereich der verbotenen Komponente bleiben noch stellenweise erhebliche Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment bestehen. Anhand der Profilberechnungen mit reiner Ionenverbreiterung wurde demonstriert, daß die charakteristischen Abweichungen bezüglich Form und Lage der Komponenten innerhalb der Theorien und zu den Messungen fast ausschließlich in der unterschiedlichen Ionenbehandlung begründet sind. Die Untersuchungen unterstützen die in der Literatur bestehende Kritik, daß die Methode des Modellmikrofeldes starke überlappende Ionenstöße nicht korrekt berücksichtigt. Ferner legen Messungen mit Argon-Störionen die Vermutung nahe, daß das μ -Ionen Modell für Ionen großer Masse inadäquat ist.

Eine Erweiterung der Untersuchung mit den in diesem Experiment verwendeten Methoden ist zu kleineren Elektronendichten hin sinnvoll, da einerseits die Unterschiede zwischen den Theorien noch deutlicher hervortreten und andererseits unmittelbare Vergleichsdaten für die astrophysikalische Anwendung gewonnen werden.

6. ANHANG

Im folgenden wird die Berechnung der im Kapitel 2.5. aufgeführten Starkprofile erläutert, die nur die Verbreiterung durch Ionen einschließt.

Die den Rechnungen zugrunde liegende statische Resolvente $\tilde{T}(\Delta\omega, \underline{E}_i)$ /16/ reduziert sich für den betrachteten Übergang $2P \leftarrow 4D$ mit den Störniveaus $4P, 4F$ nach Mittelung über die Richtung der Ionenfeldstärke $\underline{E}_i$ /53/ und unter Beachtung, daß nur das Dipolmoment $\langle 4D | \underline{d} | 2P \rangle \neq 0$ ist (vgl. Gl. (4)), auf die Diagonalelemente:

$$(A1) \quad \tilde{T}_{42m,42m}(\Delta\omega, \underline{E}_i) = \frac{1}{5} \{ \tilde{T}_{420,420}(\Delta\omega, \underline{E}_i) + 2\tilde{T}_{421,421}(\Delta\omega, \underline{E}_i) + 2\tilde{T}_{422,422}(\Delta\omega, \underline{E}_i) \}$$

$$(A2) \quad = \sum_{k=1}^3 \frac{i}{5} \frac{c_k}{\Delta\omega - M_k \cdot \beta^2}$$

mit $\beta = E_i / F_0$

$$M_k = a_k \cdot S^*(4P, 4D) / \Delta\omega_{DP} - b_k \cdot S^*(4D, 4F) / \Delta\omega_{DF}$$

$$c_k = 2, 2, 1 \quad \text{für } k = 1, 2, 3$$

$$a_k = 1/10, 0, 2/15 \quad \text{"}$$

$$b_k = 8/105, 1/21, 3/35 \quad \text{"}$$

$$\Delta\omega_{DP} = \Delta\omega + \omega_{4D} - \omega_{4P}$$

$$\Delta\omega_{DF} = \Delta\omega + \omega_{4D} - \omega_{4F}$$

$\Delta\omega$ ist der Frequenzabstand von der erlaubten Komponente, und die Größe S^* hängt mit der von Wiese et al. /43/ angegebenen Linienstärke S über $S^* = S \cdot (F_0 / \hbar)^2$ zusammen.

Das flächennormierte statische Linienprofil $L(\Delta\omega)$ folgt aus Gl. (A2) durch Mittelung über den Betrag der Feldstärke mit der Mikrofeldverteilung $H(\beta)$ /54/:

$$\begin{aligned} \text{(A3)} \quad L(\Delta\omega) &= \sum_{k=1}^3 \operatorname{Re} \left\{ \frac{i}{5} \int \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \frac{c_k}{\Delta\omega - M_k \cdot \beta^2 + i\varepsilon} H(\beta) d\beta \right\} \\ &= \sum_{k=1}^3 \frac{1}{5} \int \delta(\Delta\omega - M_k \cdot \beta^2) \cdot H(\beta) d\beta \end{aligned}$$

$$\text{(A4)} \quad = \sum_{k=1}^3 \frac{1}{10} (\Delta\omega \cdot M_k)^{-1/2} \cdot H(\sqrt{\Delta\omega/M_k}) \quad \text{mit } \Delta\omega M_k > 0$$

Gl.(A4) zeigt für kleine Frequenzverstimmungen den quadratischen Starkeffekt ($M_k(\Delta\omega \rightarrow 0) = \text{konst.}$) und geht für große Frequenzabstände in den linearen Starkeffekt mit $L(\Delta\omega) \propto \Delta\omega^{-5/2}$ über.

Die Berechnung des MMM-Profiles mit Ionendynamik erfolgt nach Gl. (21) mit

$$\text{(A5)} \quad \tilde{T}_{42,42}(\Delta\omega, \beta) = \sum_{k=1}^3 \frac{i}{5} \frac{c_k}{\Delta\omega - M_k \cdot \beta^2 + i\nu(\beta)} .$$

Da $\tilde{T}$ nach Gl. (A1) diagonal ist, können die Matrixoperationen und Bildung des Realteils von Gl. (21) analytisch leicht durchgeführt werden. Für die Berechnung der Sprungfrequenzen $\nu(\beta)$ wird die angenäherte Form der Gl.(2.23) in Ref. /23/ verwendet.

7. LITERATURVERZEICHNIS

1. LORENTZ H.A., I. und II. Versl. Amsterdam Acad. 14, 518, 577 (1905)
2. HOLTSMARK J., Ann. d. Phys. 58, 577 (1919)
3. VOSLAMBER D., Z. Naturforsch 24a, 1458 (1969)
4. SMITH E.W., COOPER J., VIDAL C.R., Phys. Rev. 185, 140 (1969)
5. BURGESS D.D., J. Phys. B 3, L70 (1970)
6. BURGESS D.D., CAIRNS C.J., J. Phys. B 3, L67 (1970)
7. GRIEM H.R., Astrophys. J. 154, 1111 (1968)
8. BARNARD A.J., COOPER J., SHAMEY L.T., Astron. Astrophys. 1, 28 (1969)
9. KELLEHER D.E., WIESE W.L., Phys. Rev. Lett. 31, 1431 (1973)
10. GRÖTZMACHER K., WENDE B., Phys. Rev. A 16, 243 (1977)
11. HELBIG V., EHRICH H., in: Spectral Line Shapes, ed. B. Wende, p. 179-190, de Gruyter, Berlin 1981
12. FLEURIER C., COULAUD G., CHAPELLE J., Phys. Rev. A 18, 575 (1978)
13. TRAVING G., Über die Theorie der Druckverbreiterung von Spektrallinien, Braun, Karlsruhe 1960
14. LEE R.W., J. Phys. B 5, L23 (1972)
15. BARNARD A.J., COOPER J., SMITH E.W., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 14, 1025 (1974)
16. BRISSAUD A., GOLDBACH C., LEORAT J., MAZURE A., NOLLEZ G., J. Phys B 9, 1147 (1976)
17. NOLLEZ G., priv. Mitteilung
18. GRIEM H.R., Plasma Spectroscopy, McGraw Hill, New York 1964

19. SEGRE E.R.A., VOSLAMBER D., Phys. Lett. 46a, 397 (1974)
20. VOSLAMBER D., SEGRE E.R.A., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 25, 45 (1981)
21. SMITH E.W., TALIN B., COOPER J., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 26, 229 (1981)
22. GREENE R.L., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 27, 185 (1982)
23. BRISSAUD A., GOLDBACH C., LEORAT J., MAZURE A., NOLLEZ G., J. Phys. B 9, 1129 (1976)
24. WULFF H., Z. Physik 150, 614 (1958)
25. WULFF H., Proc. VIIth Int. Conf. Ion. Phen. Gas., Belgrad 1, 829 (1965)
26. DURANT J., Dissertation TH München, veröffentlicht als Report Max-Planck-Institut MPI/PA/8/62 (1962)
27. DRAWIN H.W., RAMETTE J., Z. Naturforsch. 29a, 838 (1974)
28. DRAWIN H.W., RAMETTE J., Z. Naturforsch. 33a, 1285 (1978)
29. RAMETTE J., DRAWIN H.W., Z. Naturforsch. 31a, 401 (1976)
30. RICHTER H., Diplomarbeit Bochum 1980 unveröffentlicht
31. PIEL A., in: Spectral Line Shapes, ed. B. Wende, p. 577-589, de Gruyter, Berlin 1981
32. ASHBY D.E.T.F., JEPHCOTT D.F., Appl. Phys. Lett. 3, 13 (1963)
33. KLEEN W., MÖLLER R., Laser - Verstärkung durch induzierte Emission; Sender optischer Strahlung hoher Kohärenz und Leistungsdichte, Springer, Berlin 1969
34. HORNBECK J.A., MOLNAR J.P., Phys. Rev. 84, 621 (1951)
35. DELOCHÉ R., MONCHICOURT P., CHERET M., LAMBERT F., Phys. Rev. A 13, 1140 (1975)
36. PINNEKAMP F., Z. Naturforsch. 34a, 529 (1979)

37. GERARDO J.B., VERDEYEN J.T., Appl. Phys. Lett. 3, 121 (1963)
38. ASHBY D.E.T.F., JEPHCOTT D.F., MALEIN A., RAYNOR F.A., J. Appl. Phys. 36, 29 (1965)
39. SEIDEL J., priv. Mitteilung
40. GRIEM H.R., Spectral Line Broadening by Plasmas, Academic Press, New York 1974
41. BETHE H.A., SALPETER E.E., Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Systems, in: Handbuch der Physik Ed. S. Flügge, Vol. XXXV, Springer, Berlin 1957
42. BATES D.R., KINGSTEN A.E., Mc WHIRTER R.W.P., Proc. Roy. Soc. A 267, 297 (1962)
43. WIESE W.L., SMITH M.W., GLENNON B.N., Atomic Transition Probabilities Vol. 1, US Govt. Printing Office, Washington 1966
44. BOHN W.L., Z. Naturforsch. 21a, 377 (1966)
45. STRIGANOV A.R., SVENITSKII N.S., Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms, IFI/Plenum, New York 1968
46. PIEL A., RICHTER H., Z. Naturforsch. 38a, 37 (1983)
47. MARTIN W.C., J. Res. Nat. B. of Stand. A 64, 19 (1960)
48. CROSSWHITE H.M., The Hydrogen Molecular Wavelength Tables of Gerhard Heinrich Dieke, Wiley Intersci., New York 1972
49. FLEURIER C., COULAUD G., CHAPELLE J., Physika 100 C, 127 (1980)
50. SEIDEL J., Z. Naturforsch. 32a, 1207 (1977)
51. SEIDEL J., Z. Naturforsch. 34a, 1385 (1979)
52. SEIDEL J., STAMM R., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 27, 499 (1982)

53. BRISSAUD A., FRISCH U., J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer 11, 1767 (1967)
54. HOOPER C.F., Phys. Rev. 165, 215 (1968)

Lebenslauf

Am 24.9.1954 wurde ich als zweites Kind des Heizungstechnikers Heinz Richter und seiner Ehefrau Adelheid, geb. Schlig, in Dortmund-Hörde geboren.

Nach dem Besuch der Volksschule in der Zeit von 1961 bis 1965 wechselte ich zum Humboldt-Gymnasium über. Aufgrund einer Neueinteilung des Schulbezirks besuchte ich ab 1968 das Phoenix-Gymnasium. Dort legte ich 1973 das Abitur ab. Nach einer einjährigen Wehrdienstzeit studierte ich von 1974 bis 1980 an der Ruhr-Universität Bochum Physik und schloß das Studium mit der Diplomprüfung ab.

Seit dem 1.8.1980 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Ruhr-Universität Bochum im Institut für Experimentalphysik II tätig.

D. GRÄBNER

Dissertations- u. Offsetdruckerei

Gotenstraße 3

8602 Altendorf bei Bamberg

Telefon 09545 / 8791

